



Collisions inélastiques d'ions lourds et mécanismes de réactions

Jean-Antoine Scarpaci

► To cite this version:

Jean-Antoine Scarpaci. Collisions inélastiques d'ions lourds et mécanismes de réactions. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2004. tel-00007088

HAL Id: tel-00007088

<https://theses.hal.science/tel-00007088>

Submitted on 12 Oct 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Paris XI

Mémoire présenté pour l'obtention du Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches

par

Jean-Antoine Scarpaci

sur le sujet

Collisions inélastiques d'ions lourds et mécanismes de réaction

le 30 juin 2004 devant le jury composé de

Madame Nimet Frascaria
Monsieur Nicolas Alamanos
Monsieur Bertram Blank
Monsieur Philippe Chomaz
Monsieur Hans Emling
Monsieur Muhsin Harakeh

Présidente
Rapporteur

Rapporteur
Rapporteur

Sommaire

1. Introduction	1
2. Les diffusions inélastiques d'ions lourds	3
3. Excitations de la cible, RG et multiphonons	5
3.1 Introduction	5
3.2 Décroissance des résonances géantes	6
3.3 L'expérience $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	6
3.4 Spectres d'énergie manquante	8
3.5 Etude d'autres noyaux par diffusion élastique	11
3.6 L'expérience Indra-Speg et le troisième phonon	14
3.7 Calculs théoriques	22
3.8 Conclusions et perspectives	24
4. Mécanismes de réaction peuplant la voie inélastique	25
4.1 Spectre en vitesse des protons	25
4.2 Mesure du mécanisme de pick-up break-up	26
4.3 Distributions angulaires des protons	27
4.4 Spectres en énergie	28
4.5 Corrélation azimutale	29
4.6 Contribution du towing mode au spectre inélastique	30
4.7 Déconvolution complète du spectre inélastique	31
4.8 Application du calcul à la réaction $^{90}\text{Zr} (^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar}')$	33
4.9 Conclusion	34
5. Le calcul TDSE élaboré	37
5.1 Description du calcul	37
5.2 Résultat du calcul	39
5.3 Application au break-up du ^{11}Be	40
5.4 Conclusion	42
6. La nouvelle expérience $^{48}\text{Ti} (^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + n + \gamma)$	43
6.1 Introduction	43
6.2 Dispositif expérimental	43
6.3 Distributions angulaires et corrélation	44
6.4 Spectres gamma	45
6.5 Spectres en énergie des neutrons	46
6.6 Conclusion	47
7. Application à l'étude des noyaux exotiques	49
7.1 Corrélations des neutrons dans les noyaux borroméens	49
7.2 L'étude des clusters dans le noyau	51
8. Les protons de basse énergie. Autre mécanisme !	53
9. Conclusions	55
Références	57

1. Introduction

Le noyau atomique composé de neutrons et de protons peut s'exciter, soit en promouvant une de ses particules qui le compose dans un état de plus haute énergie soit par une excitation collective de ses nucléons, vibration ou rotation.

Les résonances géantes (RG) sont des modes de vibration du noyau. Elles ont été étudiées pendant les dernières décennies à l'aide de différentes sondes, photonique, électronique, hadronique et enfin ions lourds. Observée pour la première fois en 1937 par Bothe et Gentner [bot37] dans la réaction de photoabsorption $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$ puis en 1947 par Baldwin et Klaiber [bal47] également en photoabsorption, la résonance géante dipolaire (GDR) a été interprétée par Goldhaber et Teller en 1948 [gol48] en termes de vibration collective nucléaire, où neutrons et protons oscillent en opposition de phase, créant ainsi un dipôle électrique. D'autres types de résonances géantes sont alors observés, telle la résonance géante monopolaire lors de laquelle tout le noyau se comprime puis se dilate, ou la résonance géante quadrupolaire (GQR) où le noyau s'allonge comme un cigare puis se rétracte comme une soucoupe. Ces vibrations sont observées dans tous les noyaux stables étudiés sur toutes les régions de la table de masse. Leur énergie, directement liée à la masse nucléaire, est généralement au-dessus du seuil d'émission de particule et leur largeur est typiquement de 2.5 à 6 MeV. Une grande collectivité (beaucoup de nucléons sont impliqués dans la vibration) est également une caractéristique des résonances géantes.

Les résonances géantes sont le premier quantum, phonon, de modes collectifs pour lesquels des quanta plus élevés sont attendus : les multiphonons. C'est en 1980 que, pour la première fois, une interprétation en termes de multiphonons est avancée pour expliquer des structures observées dans des spectres de diffusion inélastique [fra77, fra80]. Cependant les données inclusives ne permettaient pas de trancher entre les différentes interprétations et une grande controverse est alors née sur la nature de ces structures [bea88]. Ce sont les expériences plus exclusives, dans lesquelles les particules de désexcitation sont détectées, qui ont permis de signer de façon non ambiguë la nature de multiphonon de ces structures [sca90, sca93]. En effet, la composante directe de décroissance de la RG permet, grâce à la mémoire de la structure microscopique de celle-ci, d'obtenir une empreinte des multiphonons.

Nous avons réalisé et analysé plusieurs expériences faites auprès du GANIL sur une série de noyaux (cibles de ^{40}Ca , ^{48}Ca , $^{58,64}\text{Ni}$, $^{90,94}\text{Zr}$) [sca93, sca97, sca99]. Ces expériences de diffusions inélastiques d'ions lourds (projectiles de ^{40}Ca , ^{20}Ne , ^{40}Ar , ^{36}Ar), ont été réalisées en mesurant en coïncidence les particules de décroissance (protons et neutrons) ainsi que l'ion diffusé. Ainsi, le double phonon bâti sur la résonance géante quadrupolaire a été signé par la méthode de la décroissance directe que nous décrirons dans les chapitres suivants, dans le ^{40}Ca tout d'abord [sca93]. De même, nous avons signé l'excitation d'un double phonon dans le ^{48}Ca [lau95] et dans les $^{90,94}\text{Zr}$ [pas97] cette fois en regardant la décroissance par émission de neutrons. Dans l'étude des noyaux de Ni, nous avons obtenu une signature de l'état à deux phonons par la mesure de sa décroissance dans les deux voies, neutron et proton.

Depuis, nous avons réalisé une expérience plus ambitieuse dans laquelle 80 % de l'angle solide était couvert pour la détection des particules chargées grâce à une partie de l'ensemble INDRA. Nous avons en effet couplé 240 CsI au spectromètre SPEG et mesuré la diffusion de ^{40}Ca sur une cible de ^{40}Ca [fal02-1]. Cette expérience a été le travail de thèse de Muriel Fallot



que j'ai encadré. Nous avons montré, en construisant les spectres d'énergie manquante, la présence du deuxième et du troisième phonon dans le ^{40}Ca [fal02-1, fal03-1, sca03].

L'étude des caractéristiques des multiphonons, et notamment leur section efficace d'excitation, apporte des informations sur l'anharmonicité des excitations nucléaires. Une comparaison avec un modèle microscopique a montré un bon accord lorsque l'anharmonicité est prise en compte [and02].

Un autre volet couvert par ces expériences a été l'étude des particules de haute énergie émises dans ces réactions. En effet, non seulement ces expériences permettent de mesurer la décroissance des excitations de la cible, mais elles permettent également de séparer les différents mécanismes de la voie inélastique. En l'absence de coïncidence avec les particules émises, il est impossible de distinguer entre une excitation de la cible et un autre mécanisme de réaction peuplant la voie inélastique comme nous le verrons par la suite. Les coïncidences entre le noyau diffusé et les particules légères émises ont permis de mesurer, entre autres, le mécanisme de transfert-évaporation (pick-up break-up) dans lequel une particule est transférée de la cible vers le projectile et ré-émise en vol. Ce mécanisme est particulièrement intéressant car sa contribution au spectre inélastique se situe entre 30 et 80 MeV, là où sont attendus les multiphonons. Dans certaines circonstances de moment angulaire de la particule transférée, ce mécanisme apparaît même avec des structures pouvant faire penser à des multiphonons [for87, blu87], d'où la longue controverse sur l'origine des structures observées dans les premières expériences de simple diffusion inélastique. Les résultats de l'expérience sur la diffusion inélastique d'un faisceau d'Ar à 44 et 41 MeV par nucléon sur des cibles de Zr et de Pb ont montré que les structures observées dans ces deux noyaux n'étaient pas dues au mécanisme de pick-up break-up [bea88].

Grâce aux corrélations angulaires entre le projectile et les particules émises nous avons mis en évidence l'existence d'un autre mécanisme de réaction de type transfert-évaporation, pour lequel le transfert a été avorté [sca98]. La particule, arrachée de la cible par le projectile diffusé, est traînée par ce dernier pendant un court instant, d'où le nom que nous avons donné à ce mécanisme, le « Towing Mode » - mode de remorquage. En plus de l'information sur la nature du mécanisme, nous avons également extrait une information très importante qui est la contribution de celui-ci au spectre inélastique inclusif. La contribution du mécanisme de towing mode dans la réaction $^{90}\text{Zr} (^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar}')$ donnant lieu à l'émission d'un neutron est particulièrement intéressante comme nous le verrons dans le chapitre 4.8. L'étude de ce nouveau mécanisme s'est poursuivie avec l'expérience sur la réaction de cassure du ^{11}Be . Nous avons montré que le towing mode est totalement responsable de l'émission des neutrons aux grands angles. Enfin nous avons développé un calcul résolvant l'équation de Schrödinger dépendante du temps (TDSE) [lac99] pour une particule, et ses prédictions, quant à l'émission de particule, reproduisent très bien les données expérimentales.

Dans ce rapport, nous exposerons le principe des expériences réalisées qui ont permis de mettre en évidence les excitations nucléaires et les mécanismes de réactions dans la voie inélastique. Nous détaillerons le principe de la signature des états de multiphonon et montrerons les résultats pour tous les systèmes étudiés. Dans un troisième chapitre, nous extrairons la contribution de tous les mécanismes de réaction au spectre inélastique et montrerons la manière dont a été déterminée la présence d'un nouveau mécanisme de réaction, le towing mode. Enfin nous présenterons l'expérience de cassure du ^{11}Be et comparerons les résultats expérimentaux aux prédictions théoriques pour extraire des informations spectroscopiques sur le ^{11}Be et nous discuterons de la possibilité d'utiliser ces prédictions pour l'étude de la structure nucléaire de certains noyaux exotiques notamment les noyaux dit borroméens.



2. Les diffusions inélastiques d'ions lourds

Une manière d'étudier les noyaux atomiques est d'utiliser un autre noyau atomique et de les faire collisionner. C'est ce qui a été fait depuis les premières expériences de Rutherford avec des particules alpha. Depuis l'avènement des accélérateurs, puis plus particulièrement des accélérateurs d'ions lourds, le choix de la sonde nucléaire s'est agrandi. Ceci a permis d'une part, en utilisant des ions de masse plus grande que l'alpha, d'augmenter les sections efficaces d'excitation grâce à un champ Coulombien et nucléaire accrus et d'autre part de faire des études sur la fusion de noyaux ou sur la matière nucléaire chaude créée dans des réactions de fusion incomplète à des énergies cinétiques incidentes de quelques dizaines de MeV [bor02]. Dans le champ des résonances géantes, il a été montré que l'utilisation des ions lourds permettait non seulement d'obtenir de grandes sections efficaces d'excitation mais également un rapport signal sur fond important, facilitant l'extraction de ces excitations [lig93, har01]. Toutes les études que je présenterai sur les résonances géantes et les multiphonons ont été faites par diffusion inélastique d'ions lourds produit au GANIL.

La diffusion inélastique est définie par la détection d'un éjectile identique au projectile. Ainsi, dans cette voie dite inélastique, la vitesse finale du projectile, couplée à l'angle d'émission, dépend directement de l'énergie dissipée dans la collision. Lorsque le projectile est excité au-dessus du seuil d'émission de particule, celui-ci va décroître et changer de masse en émettant un proton, un neutron ou une particule alpha, et ne pas alimenter la voie inélastique. Donc pour une énergie supérieure au seuil d'émission de particule, et lorsqu'un seul des deux noyaux a été excité, c'est directement l'excitation du noyau cible qui est mesurée. Cependant, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, la détection d'un éjectile identique au projectile n'est pas le garant d'une simple excitation de la cible. D'autres mécanismes peuvent également participer à ce spectre inélastique et pour sélectionner les seules excitations il nous faut s'assurer que la particule émise provient bien de la décroissance de la cible. Nous verrons dans les chapitres suivants que les mécanismes de réaction qui alimentent la voie inélastique donnent tous lieu à l'émission d'une particule vers l'avant dans la direction du projectile. Les particules de décroissance de la cible sont elles émises dans tout l'espace et pour sélectionner les excitations de la cible nous nous placerons dans les cas où un proton ou un neutron aura été émis aux angles arrières dans le laboratoire.





3. Les excitations de la cible, RG et multiphonons

3.1 Introduction

Dans les années 40, les expériences de photo-absorption montrent la présence d'une forte excitation du noyau autour de 10-20 MeV d'énergie d'excitation [bot37, bal47]. C'est la résonance géante dipolaire qui est observée pour la première fois, dans laquelle un grand nombre de nucléons participent, les neutrons et les protons oscillant en opposition de phase. Depuis, d'autres types de résonances géantes ont été observées et dans tous les noyaux de la table de masse. Elles sont des vibrations du noyau, de type volumique – résonance géante monopolaire – ou de type surfacique – résonances géantes dipolaire ou quadrupolaire, dans lesquelles beaucoup de nucléons participent, ou de multipolarité supérieure à deux qui sont elles moins collectives. Ces résonances géantes sont les premiers quanta de vibration pour lesquels d'autres quanta sont attendus à des énergies double ou triple. Plusieurs résonances géantes sont alors excitées en même temps, ce sont les multiphonons. L'observation de ces états multiphonons est une preuve directe de la nature de vibration des résonances géantes. De plus, leur caractérisation par leur énergie d'excitation, leur largeur, et la section efficace avec laquelle ils sont excités, peut nous informer sur l'anharmonicité du noyau atomique. Si le noyau se comporte comme un oscillateur harmonique, l'énergie d'un double phonon doit être exactement au double de l'énergie d'excitation de sa brique constituante, la résonance géante. Dans le cas d'une matière nucléaire anharmonique, la valeur attendue de l'énergie de ces multiphonons sera déplacée, et leur section efficace d'excitation sera plus grande [cho95].

Plusieurs expériences ont été réalisées au GANIL, depuis les années 80, par l'équipe d'Orsay, pour étudier ces états multiphonons dans les noyaux de Ca, Ni, Zr, Sn et Pb. Durant les premières années de ces recherches, des expériences exclusives, lors desquelles seul l'éjectile était détecté, ont été réalisées. Des structures ont été observées dans les spectres inélastiques à des énergies compatibles avec celles attendues pour des états multiphonons [bea88]. Pour caractériser ces structures, des expériences de coïncidence entre l'éjectile et des particules de décroissance émises lors de la collision ont été réalisées pour plusieurs systèmes. Le premier est un faisceau de ^{40}Ca sur une cible de ^{40}Ca à 50 MeV par nucléon [sca97]. A cette énergie incidente, l'interaction nucléaire est dominante et est optimale pour l'excitation de la résonance géante quadrupolaire qui se trouve autour de 16 MeV dans le ^{40}Ca . Nous verrons plus loin comment l'excitation du deuxième phonon a été signée dans ces collisions. Par la suite, d'autres expériences ont été réalisées, $^{40}\text{Ar} + ^{90}\text{Zr}$, $^{36}\text{Ar} + ^{94}\text{Zr}$, $^{20}\text{Ne} + ^{48}\text{Ca}$, $^{40}\text{Ar} + ^{58,62}\text{Ni}$ [sca93, pas97, sca97, sca99], toutes autour de 45 MeV par nucléons d'énergie cinétique incidente, où les neutrons ou les protons ont été détectés. Elles seront décrites dans la suite de ce chapitre.

Différentes expériences ont permis l'observation et la mise en évidence de l'excitation d'un double phonon dans une variété de noyau. Tout d'abord les doubles échanges de charge (π^+ , π^-) et (π^- , π^+) [mor88], ont montré l'excitation du deuxième phonon bâti sur la GDR dans une série de noyau allant du ^{12}C à l' ^{197}Au . La diffusion inélastique d'ions lourds à des énergies relativistes au GSI a également confirmé par plusieurs méthodes la présence du deuxième phonon GDR dans le Xe, le Pb et l'U. D'une part, à travers des mesures exclusives [bor03] dans lesquelles les fragments lourds, les neutrons et les gammas étaient détectés en coïncidence, il a été montré la présence de section efficace d'excitation dans la région du deuxième phonon dipolaire prédite par les calculs utilisant le "folding model" [llo90]. D'autre part la décroissance du deuxième phonon par émission de deux photons gamma d'énergie



semblable a été observée [sch93, rit93]. Enfin, dans le cas de l'U, la distribution en masse des fragments produits dans la voie de fission ne peut être expliquée que si l'on prend en compte l'excitation d'états de multiphonons dans le noyau avant qu'il ne fissionne [aum95].

Dans toutes ces expériences où les sections efficaces d'excitation sont mesurées dans la région du deuxième phonon, les valeurs obtenues sont sensiblement plus grandes que celles prédites par les calculs dans le cas d'un oscillateur harmonique. L'effet de l'anharmonicité du noyau sur la section efficace d'excitation du double phonon a été étudié tout d'abord dans une approche empirique [bor97, vol95, pau01]. Dans ces calculs, le degré d'anharmonicité est mis à la main et il est montré qu'une faible anharmonicité peut affecter la section efficace d'excitation de la double GDR de façon considérable. Il a également été discuté, sur la base de calculs microscopiques [lan98, lan99, lan01, pon96, pon97], de la contribution d'autres états à deux phonons dans la section efficace observée. Dans le cas du ^{208}Pb , la contribution majeure viendrait du couplage entre la GDR et la GQR ce qui aurait pour effet d'accroître la section efficace calculée pour la région du deuxième phonon de 20%, reproduisant presque totalement les données expérimentales. Pour le noyau plus léger de ^{136}Xe , la section efficace mesurée reste néanmoins supérieure aux prédictions théoriques pour un noyau harmonique, même après la prise en compte de ces autres états de multiphonons, indiquant que le noyau a un comportement anharmonique. En incluant de l'anharmonicité dans ces calculs microscopiques au travers de couplages entre un et deux phonons et des non-linéarités dans le potentiel extérieur, il a été trouvé un bon accord avec les données expérimentales [lan01, bor97] ce qui conduit à penser que le ^{136}Xe a un comportement anharmonique. Mais qu'en est-il des noyaux encore plus légers comme le ^{40}Ca ? Nous verrons dans les chapitres suivants que les mesures expérimentales que nous avons effectuées sont compatibles avec un certain degré d'anharmonicité pour le noyau de ^{40}Ca .

3.2 Décroissance des résonances géantes

Les résonances géantes sont une somme cohérente d'excitations de 1 particule – 1 trou (1p-1h) du noyau pour lesquelles la décroissance peut advenir de deux manières différentes. Le noyau, encore en état de vibration, peut émettre une particule en laissant le trou tel qu'il était lors de l'excitation. Cette décroissance est appelée décroissance directe. Elle conserve une information sur la structure microscopique de la résonance géante puisque les états de trou du noyau fils sont ceux utilisés pour l'excitation de la résonance géante. Si la décroissance n'est pas suffisamment rapide ($t > 10^{-22}$ s), le noyau peut se thermaliser, et l'excitation qui était contenue dans la somme 1p-1h s'étale sur des états 2p-2p, 3p-3h, etc, jusqu'à une répartition de l'excitation sur toutes les particules du noyau. La décroissance est alors purement statistique et peut être calculée dans le cadre du formalisme Hauser-Feshbach [hau52]. Le code de décroissance CASCADE [pul77] permet de faire ces calculs. La mémoire de l'excitation de la résonance géante initiale est alors perdue. Les données expérimentales sont comparées à ces calculs de décroissance statistique et la partie non reproduite par les calculs est attribuée à la décroissance directe de la résonance géante. C'est cette décroissance directe, véritable empreinte digitale de la résonance géante, qui va nous servir par la suite à signer la nature des états observés à plus haute énergie en terme de multiphonons.

La version du code CASCADE utilisée (CASCN) ne conserve pas l'isospin ni la parité dans la décroissance. Elle est plus rapide que la version CASCIP qui prend en compte ces conservations et les calculs effectués sont, dans notre cas, très semblables aux calculs du code CASCN. Les pourcentages de décroissance directe extraient des comparaisons entre les données expérimentales et les calculs de décroissance statistique ne sont que très peu



modifiés. En particulier, aucun changement du spectre de décroissance statistique n'est observé pour la région de la résonance géante.

3.3 L'expérience $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$.

Une première étude de la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 50 MeV par nucléon a été réalisée en détectant en coïncidence les éjectiles dans le dispositif associé au spectromètre SPEG [bia89], et les particules chargées dans l'ensemble PACHA constitué de 30 détecteurs CsI disposés autour de la cible et couvrant 3 % de 4π stéradian [sca90]. Les résultats qui vont être présentés sur cette réaction ont été pour la plupart publiés dans la référence [sca97].

L'identification du ^{40}Ca dans la détection de SPEG a permis de sélectionner la voie inélastique et la figure 3.1 présente le spectre inélastique inclusif. Entre 12 et 20 MeV d'énergie d'excitation, la double bosse de la résonance géante quadrupolaire (GQR), centrée à 14 et 17.5 MeV est visible. Cette gamme en énergie a été analysée en comparant les

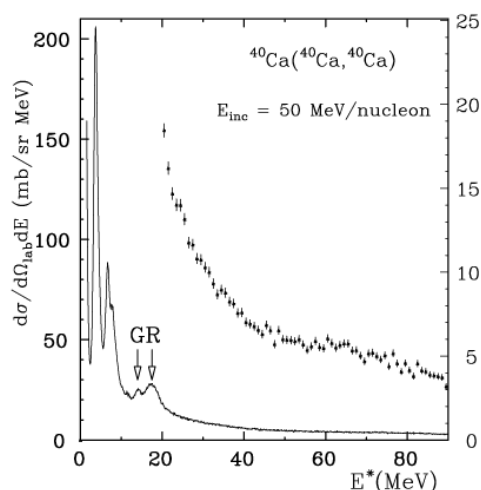


Fig.3.1 : Spectre inélastique inclusif de la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 50 MeV par nucléon (histogramme).

Le spectre présenté en point avec barres d'erreur est le même avec une condensation de 1 MeV.

L'échelle de gauche se rapporte au spectre en histogramme et l'échelle de droite au spectre en points.

distributions angulaires associées à chaque tranche en énergie (par tranche de 1 MeV) aux distributions angulaires d'un calcul DWBA (ECIS) [ray81]. Cette analyse a montré que la double structure observée est une excitation de multipolarité supérieure ou égale à 2, compatible avec l'excitation de la GQR.

Le spectre inélastique en coïncidence avec un proton émis aux angles arrières est présenté sur la figure 3.2. Ce spectre doit être corrigé de la probabilité de détecter un proton parmi plusieurs émis, qui change avec l'énergie d'excitation. Pour notre détecteur dont l'angle solide était de 3% de 4π stéradian, cette probabilité est simplement la multiplicité des protons émis à l'énergie d'excitation considérée. Cette multiplicité a été extraite de codes de simulation de décroissance statistique (LILITA [gom80] et CASCADE [puh77]) et est présentée sur la figure 3.2 a) avec le spectre expérimental brut. Le spectre 3.2 b) est l'énergie d'excitation corrigée de la multiplicité et agrandie pour mieux observer la région autour de 30 MeV. Une large structure apparaît sur ce spectre, qui après soustraction d'un fond arbitraire et lisse (deux fonds sont dessinés sur la figure 3.2 b en trait continu et trait tireté), peut être caractérisée par une position et une largeur. Celles-ci sont compatibles avec l'excitation d'un deuxième phonon bâti sur la GQR dont l'énergie est approximativement le double. Cependant



dû à la grande largeur de la GQR et à sa fragmentation, il est difficile d'estimer avec précision s'il y a un décalage entre l'énergie mesurée de ce pic et le double de l'énergie de la GQR. Nous verrons par la suite qu'il existe un autre moyen de mesurer l'anharmonicité du noyau. La mise en évidence de cette structure ne signe évidemment pas sa nature et une étude de son mode de décroissance doit être effectué pour la comparer à celle de la GQR.

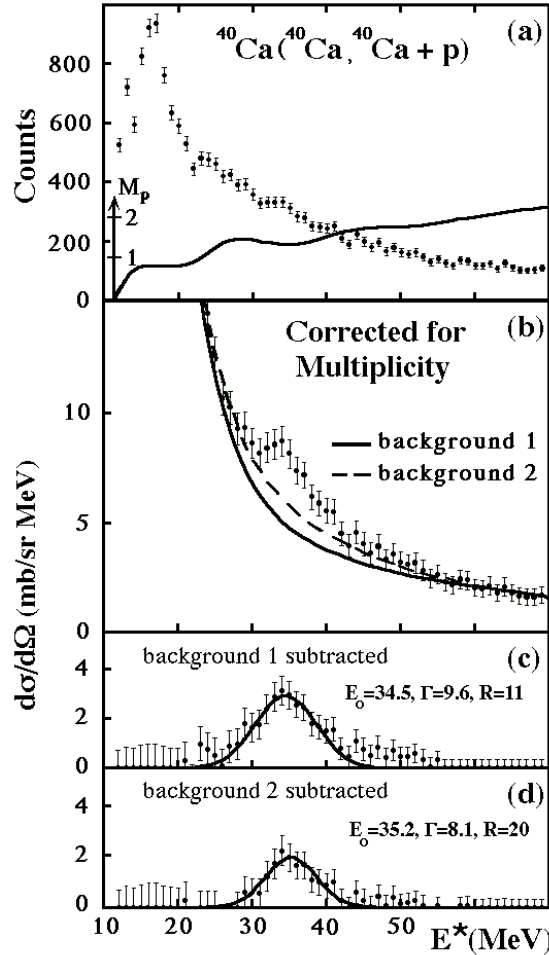


Fig.3.2 : Spectre inélastique en coïncidence avec un proton émis aux angles arrières (a)). La multiplicité de proton est également reportée sur cette figure (histogramme). Le spectre inélastique corrigé de la multiplicité est présenté sur la figure b). Deux fonds sont dessinés sur cette figure et les figures c) et d) sont le résultat de la soustraction de ces fonds. Un ajustement d'une gaussienne est effectué et les positions et les largeurs sont présentées.

3.4 Spectres d'énergie manquante

Pour extraire des informations sur le mode de décroissance nous avons construit le spectre d'énergie manquante qui est définie par l'énergie d'excitation E^* soustraite de l'énergie du proton détecté en coïncidence dans le repère du centre de masse du noyau émetteur :

$$E_{manq} = E^* - E_p^{CM}$$

La figure 3.3 nous montre le schéma du calcul de l'énergie manquante construit à partir de la mesure de l'énergie d'excitation, E^* , et de l'énergie du proton, E_p . Lorsque l'on restreint l'énergie d'excitation à la région de la GQR, un seul proton peut être émis et le spectre d'énergie manquante est directement l'énergie d'excitation du noyau résiduel, le ^{39}K , au seuil d'émission proton près. Sur la figure 3.4 a), le fondamental du ^{39}K ainsi que ses premiers états excités sont observés. La mesure de la décroissance vers l'état fondamental du ^{39}K donne lieu



à l'émission d'un proton d'énergie maximale pour une énergie d'excitation donnée et cette mesure nous a permis de faire un étalonnage précis des détecteurs de proton (voir réf.[sca97]).

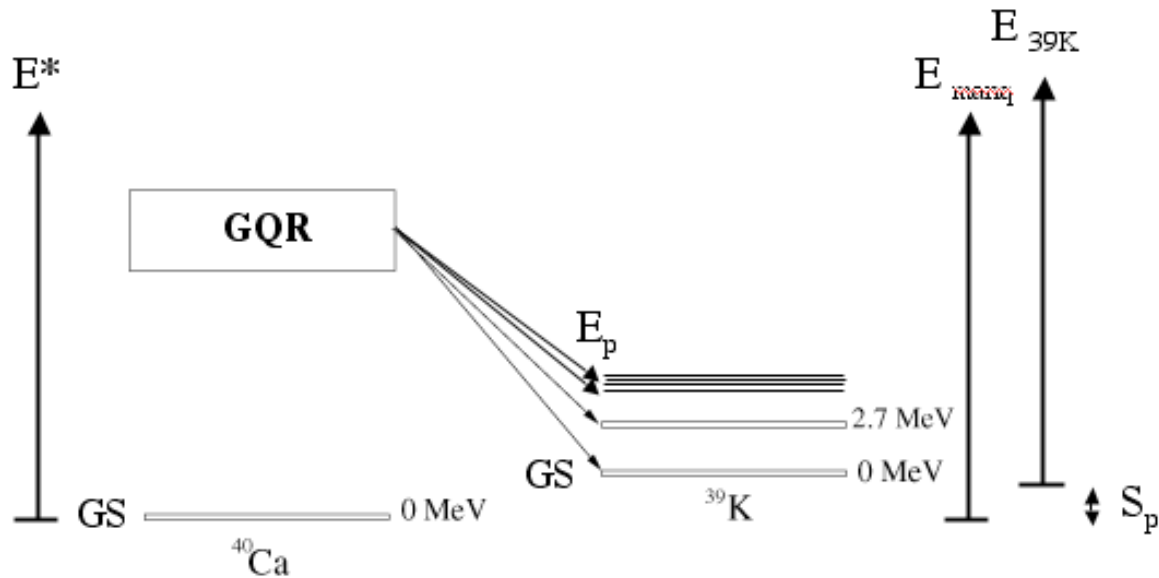


Fig.3.3 : Schéma de la décroissance de la résonance géante par émission de proton et de la reconstruction de l'énergie manquante ou de l'énergie d'excitation dans le noyau fils.

L'échelle du bas est l'énergie manquante exprimée en MeV et l'échelle du haut est l'énergie d'excitation dans le ^{39}K lorsque l'énergie d'excitation est en dessous du seuil d'émission d'une deuxième particule. Pour une énergie d'excitation située au-dessus du seuil d'émission de deux particules, on ne sait pas si une ou plusieurs particules ont été émises, et si le proton détecté provient de la première décroissance ou de la deuxième, il est donc préférable de parler d'énergie manquante.

Un calcul de décroissance statistique (CASCADE) a été effectué pour cette région en énergie d'excitation. Il est présenté sur les figures 3.4 (a) par un histogramme. Pour la région en énergie d'excitation de la résonance géante le calcul a été effectué pour chacune des énergies d'excitation comprises entre 12 et 20 MeV par pas de 200 keV. Ces calculs ont été sommés en les pondérant par le spectre inélastique mesuré en coïncidence avec un proton, puis normalisés au spectre expérimental de manière à ne pas dépasser les données. L'alimentation du fondamental du ^{39}K et de ses premiers états excités est plus importante dans les données expérimentales que dans la prédiction de CASCADE. Cet excédant est attribué à la décroissance directe de la GQR qui s'élève à 30 % de la décroissance totale. Cette valeur de décroissance directe est une valeur minimale puisque le spectre de décroissance statistique a été maximisé aux données expérimentales. Cependant la reproduction de la partie haute en énergie manquante pour laquelle on n'attend pas de décroissance directe laisse à penser que la normalisation a été bien réalisée.

Ce même spectre est présenté pour la région en énergie d'excitation correspondant à la structure observée dans la figure précédente (entre 30 et 38 MeV), en coïncidence avec tous les détecteurs (Fig.3.4 (b)) et en coïncidence avec les détecteurs situés à l'arrière (Fig.3.4 (c)). Pour la région autour de 34 MeV la prédiction de la décroissance statistique (histogrammes) présente une large bosse autour de 27 MeV d'énergie manquante. Cette composante ne comporte pas de structure. Elle représente les états alimentés dans la région située autour de 19 MeV dans le ^{39}K dans le cas où c'est le premier proton de la décroissance qui est mesuré ou les états de l' ^{38}Ar dans le cas où c'est le deuxième proton de la décroissance qui est



déecté. La densité d'états dans le ^{39}K autour de 19 MeV est très élevée ce qui explique qu'il n'y a pas d'énergie préférentielle pour le premier proton émis et donc que le spectre d'énergie manquante calculé pour une décroissance statistique ne comporte pas de structure.

Dans le spectre expérimental en coïncidence avec tous les détecteurs (Fig.3.4b), une grande composante de la décroissance alimente le fondamental et les premiers états excités du ^{39}K . Ceci correspond à l'émission d'un seul proton et nous verrons dans le chapitre suivant, à travers l'étude des distributions angulaires des protons, qu'il s'agit là d'un mécanisme de réaction différent de l'excitation de la cible. Cependant, les deux spectres présentés dans 3.4 b) et c) montrent une large composante centrée, tout comme dans le calcul statistique,

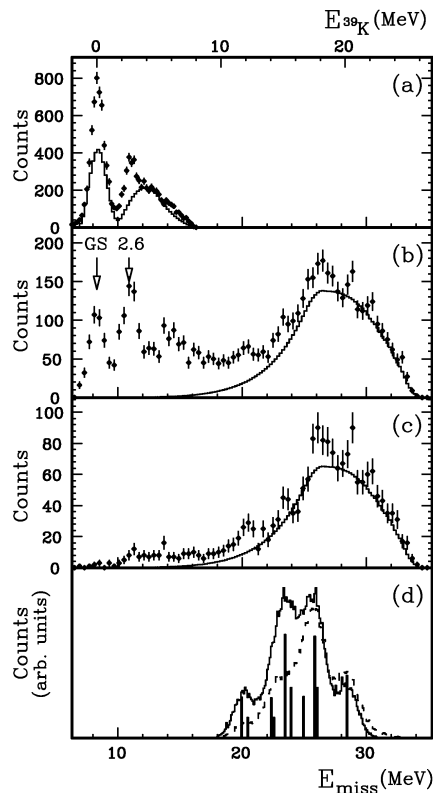


Fig.3.4 : Spectres d'énergie manquante. (a) pour la GQR, (b) et (c) pour la région entre 30 et 38 MeV d'énergie d'excitation. (d) Simulation. Voir détail dans le texte.

autour de 27 MeV d'énergie manquante, au-dessus de laquelle semblent superposés des « pics ». Ces pics ne sont pas attendus dans le cas d'une décroissance statistique comme le montre le calcul CASCADE (histogramme). Ils ne peuvent exister que si la décroissance a lieu vers des états discrets du noyau intermédiaire qui lui-même décroît vers des niveaux discrets du noyau final. C'est ce que l'on attendrait de la décroissance directe dans le cas de l'excitation d'un double phonon bâti sur la GQR. La première résonance géante à décroître alimente le fondamental du ^{39}K ainsi que les premiers états excités couplés à la deuxième résonance géante. Celle-ci décroît ensuite vers l' ^{38}Ar en alimentant les états de deux trous qui étaient à la base de l'excitation du deuxième phonon dans le ^{40}Ca . Une simulation d'une telle décroissance a été réalisée en se basant sur notre connaissance de la décroissance directe de la GQR (Fig.3.4 (a)) et en supposant que les deux composantes de la structure décroissent de façon indépendante et de la même manière que la GQR. Cette simulation est présentée sur la figure 3.4 (d) par les barres verticales. Le spectre en trait plein est le résultat de la convolution du résultat avec une gaussienne de 1.1 MeV de largeur. La position des pics reproduit très



bien la mesure expérimentale apportant une signature de la désexcitation d'un double phonon bâti sur la GQR.

Les barres verticales et le spectre en trait plein proviennent de la simulation lorsque l'on suppose que la probabilité de décroissance directe de la deuxième résonance géante est de 100 % lorsque la première a déchu de façon directe. La simulation présentée en trait tireté est la décroissance directe attendue en supposant que chacune des résonances géantes a une probabilité de 30% de décroître directement. Dans ce cas, certains des pics prédits précédemment sont réduits, mais restent encore visibles. La normalisation de ces spectres calculés est arbitraire. La largeur utilisée pour convoluer les résultats de la simulation est plus faible que la largeur de la résonance géante dans le ^{40}Ca . En effet, celle-ci est constituée de deux pics de chacun 3 MeV de largeur. Ceci est un problème encore non résolu au moment de l'analyse de cette expérience, mais qui trouvera une réponse dans l'analyse de l'expérience avec le détecteur INDRA que je décrirai par la suite.

3.5 Etude d'autres noyaux par diffusion élastique

Cette méthode, dite de l'énergie manquante, a également été appliquée à d'autres réactions, notamment avec des noyaux émetteurs de neutrons. Le détecteur EDEN [lau93], particulièrement efficace pour la détection des neutrons de basses énergies, a été utilisé dans l'étude de la décroissance des résonances géantes et des multiphonons du ^{48}Ca , $^{90,94}\text{Zr}$ et $^{58,62}\text{Ni}$. Pour la détection des protons, le même détecteur PACHA présenté précédemment a été utilisé. Les résultats sont présentés dans les spectres en énergie manquante de la figure 3.5. Dans toutes ces réactions, une fraction du spectre d'énergie manquante n'est pas reproduite par le calcul CASCADE tant pour la région de la résonance géante que pour la région du deuxième phonon. Le calcul statistique permet d'extraire la fraction de décroissance directe de la résonance géante (spectres du haut de chaque sous partie). La simulation de la décroissance directe d'un deuxième phonon élaborée pour ces cas précis, avec la connaissance de la décroissance directe de la résonance géante qui le constitue, est également reportée sur les figures du bas et reproduit qualitativement les excès de section efficace observés. Dans le cas du ^{48}Ca , une triple structure est observée dans le spectre en énergie manquante de la région autour du deuxième phonon, également prédite par la simulation de la décroissance directe d'un état à deux phonons. Dans les autres réactions, la proximité des états d'énergie intermédiaire alimentés, tant dans le noyau intermédiaire que dans le noyau final, ne nous permet pas d'observer de structures dans le spectre d'énergie manquante pour la région du deuxième phonon. C'est ce qui est observé expérimentalement, en accord avec les résultats obtenus par la simulation. Dans chaque réaction, une composante substantielle de décroissance directe de la résonance géante a été mesurée et persiste pour la région où est attendu le deuxième phonon, en accord avec ce que prédit la simulation. Il est certain que la compatibilité des résultats expérimentaux avec la simulation de la décroissance directe n'aurait pas suffi à signer de façon inambiguë la présence du double phonon s'il n'avait pas été vu les structures dans les spectres d'énergie manquante pour les noyaux de ^{40}Ca et ^{48}Ca parfaitement reproduite par la simulation.

La méthode décrite nécessite une décroissance directe substantielle de la résonance géante. Ainsi, l'étude des noyaux lourds tels que le Pb pour lequel la décroissance directe n'est que de quelques pourcent n'est pas possible par cette méthode. De plus, comme nous l'avons vu dans l'étude avec les noyaux de Ca, Ni et Zr, l'espacement des états de trou dans les noyaux fils ne doit pas être trop faible pour permettre l'obtention de structures signant la décroissance par la mesure des états intermédiaires.



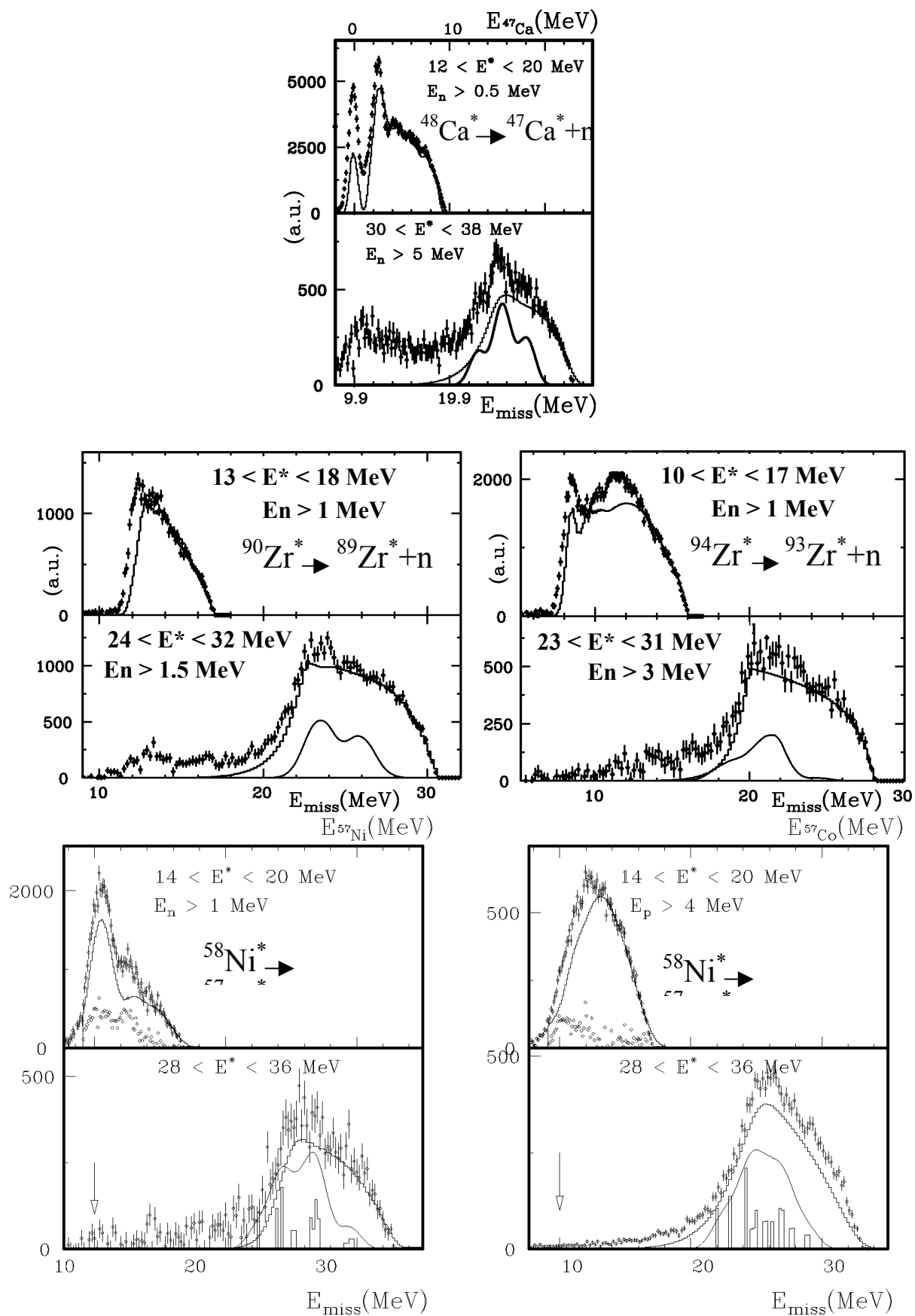


Fig. 3.5 : Spectres d'énergie manquante pour les réactions ^{48}Ca (^{20}Ne , $^{20}\text{Ne} + n$), ^{90}Zr (^{40}Ar , $^{40}\text{Ar} + n$), ^{94}Zr (^{36}Ar , $^{36}\text{Ar} + n$), ^{58}Ni (^{40}Ar , $^{40}\text{Ar} + n$) et ^{58}Ni (^{40}Ar , $^{40}\text{Ar} + p$) et pour une fenêtre en énergie centrée sur la résonance géante (spectre du haut) et une fenêtre centrée sur la région du deuxième phonon.

Dans toutes ces études, l'angle solide couvert par les détecteurs de particules était cependant trop faible pour permettre d'observer les deux décroissances successives, et tous les événements analysés ne comportent qu'une seule des deux particules émises d'où les spectres d'énergie manquante à une particule. Pour enregistrer des événements complets, où toutes les particules de décroissance sont détectées en dehors des rayons gamma et des neutrons, un détecteur 4π de particules chargées s'imposait. L'opportunité du détecteur INDRA de retour de GSI s'est présentée comme une chance unique de réaliser cette expérience ambitieuse de coupler le spectromètre SPEG et 240 CsI de l'ensemble INDRA.

3.6 L'expérience Speg-Indra et le troisième phonon

3.6.1 Dispositif expérimental

La réaction $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 50 MeV par nucléon a été étudiée dans une nouvelle expérience en détectant les particules chargées dans 240 détecteurs CsI appartenant à l'ensemble INDRA. Les couronnes 6 à 17 de ce détecteur ont donc été placées dans la chambre à réaction de SPEG couvrant un angle solide de 89% de 4π entre 14 degrés et 176 degrés. Ainsi des coïncidences multiples ont pu être enregistrées avec une grande efficacité, et 70% des événements dans lesquels trois protons ont été émis ont pu être détectés. Les caractéristiques des ions lourds diffusés ont été mesurées dans la détection de SPEG constituée de deux chambres à dérive, d'une chambre à ionisation et d'un plastique. Les chambres à dérive, d'un type nouveau par rapport aux expériences citées précédemment, sont équipées de deux cathodes de 127 strips chacune reliés à des préamplificateurs de charge et codées par un module de type VXI. Elles permettent une meilleure reconstruction de la trajectoire de l'ion et donc une meilleure résolution en énergie dissipée dans la réaction.

Une cible de calcium naturel (96.9% de ^{40}Ca) d'une épaisseur de $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ a été utilisée, permettant de profiter pleinement de la résolution du SPEG, la portant ainsi à $1.5 \cdot 10^{-4}$ en $\Delta E/E$ soit 300 keV, contre 800 keV dans les expériences précédentes.

3.6.2 Spectres inélastiques

La figure 3.6 présente le spectre inélastique inclusif dans lequel la GQR, ainsi que des niveaux de plus basse énergie (autour de 7 MeV), sont clairement visibles. La comparaison avec le spectre de la figure 3.1 montre le gain en résolution. La figure 3.7 (a) montre le spectre inélastique en coïncidence avec un proton émis aux angles arrières. Pour obtenir un spectre en section efficace il faut le corriger de la probabilité de détecter un proton émis aux angles arrières. Cette probabilité a été calculée avec le code statistique LILITA [gom80] et est présentée dans cette figure pour tous les détecteurs (trait plein) et pour les détecteurs situés aux angles arrières et couvrant 45% de l'angle solide total (trait tireté). La figure 3.7 (b) est le spectre inélastique divisé par la probabilité de détecter un proton aux angles arrières sur les n émis dans tout l'espace. La figure 3.7 (c) représente ce même spectre auquel un fond arbitraire dessiné sur le spectre de la figure 3.7 (b) a été soustrait. Une large structure compatible avec l'excitation d'un double phonon bâti sur la GQR est visible. Un ajustement par une fonction gaussienne donne des valeurs de 35 MeV pour la position moyenne et de 11.5 MeV pour la largeur à mi-hauteur semblable à ce qui a été mesuré dans l'expérience précédente. Une étude de la décroissance de la GQR et de cet état ainsi que de la région où est attendu le troisième phonon doit être effectuée pour confirmer la présence des multiphonons.



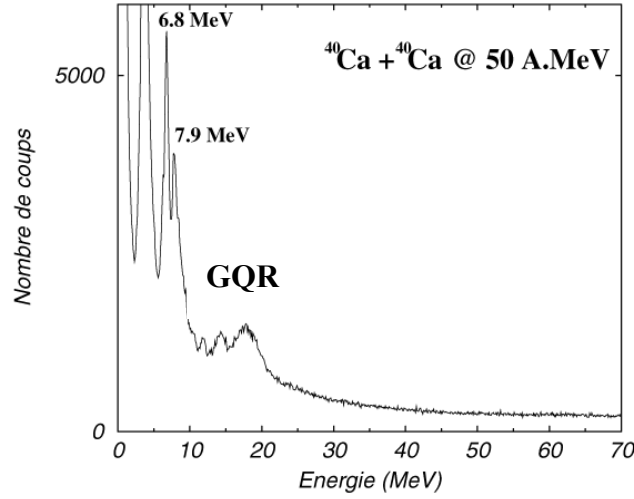


Fig. 3.6 : Spectre inclusif pour la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 50 MeV par nucléon avec la nouvelle détection de SPEG.

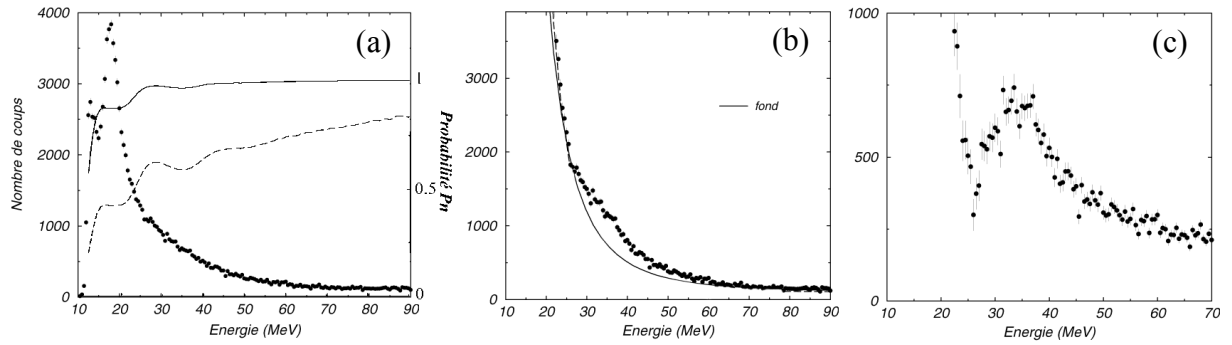


Fig 3.7 : Spectre en coïncidence avec un proton émis à l'arrière (a). Les courbes sont les calculs de probabilité de détecter un proton pour un angle solide de 45% (trait tireté) correspondant aux détecteurs aux angles arrières et pour la totalité des 240 CsI utilisés (trait plein). (b): spectre inélastique en coïncidence corrigé de la probabilité de détecter un proton aux angles arrières. (c): spectre soustrait du fond arbitraire dessiné sur la figure du centre.

3.6.3 Spectres d'énergie manquante

La figure 3.8 présente le spectre d'énergie manquante pour la région en énergie d'excitation de la GQR ($12 < E^* < 20$ MeV) et pour des protons émis à l'arrière. Le calcul de la contribution de la décroissance statistique effectué avec le code de décroissance statistique CASCADE est également présenté.



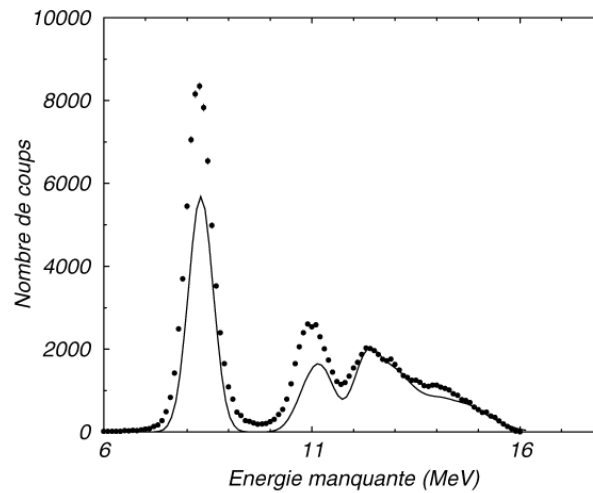


Fig. 3.8 : Spectre d'énergie manquante pour la région en énergie d'excitation de la GQR. La courbe en trait plein est le calcul de décroissance statistique.

Une contribution de 30% de décroissance directe non reproduite par la décroissance statistique est présente, conformément au résultat de l'expérience précédente. On peut également noter sur ce spectre qu'il y a un excès de section efficace autour de 14 MeV d'énergie manquante. Cet excès peut correspondre soit à la décroissance directe de la résonance géante vers des états autour de 6 MeV dans le ^{39}K , soit à la décroissance directe d'une résonance géante bâtie sur un état excité autour de 6 MeV comme les états visibles dans le spectre inélastique inclusif (cf. Fig.3.6). Cependant, dans l'analyse qui est montrée ici, cette décroissance, qui est petite devant la décroissance directe vers le fondamental et les premiers états excités, ne sera pas prise en compte. Une analyse incluant cette décroissance vers les états situés autour de 6 MeV a été présentée dans la thèse de M. Fallot [fal02-1].

Pour la région en énergie d'excitation comprise entre 28 et 38 MeV le spectre d'énergie manquante, constitué avec un proton sur les n émis, et détecté dans tous les détecteurs (hormis ceux qui voient la diffusion élastique sur l'hydrogène de la cible dans la direction du recul) est présenté sur la figure 3.9. La décroissance statistique a été calculée avec le code CASCADE en sommant les contributions obtenues pour les moments angulaires initiaux allant de 0 à 4 avec les poids prédits par le calcul microscopique de M.V. Andrès et al. [and02]. Les calculs de la décroissance statistique ont été réalisés entre 28 et 38 MeV, par pas de 200 keV, sommés avec les poids donnés par le spectre d'énergie d'excitation en coïncidence avec les deux protons mesurés. Une large fraction du spectre n'est pas reproduite par le calcul de la décroissance statistique.

Cependant les structures visibles dans le spectre d'énergie manquante de l'expérience précédente (cf. Fig. 3.4) le sont nettement moins dans ces nouvelles données, et ceci pose quelques problèmes de compréhension puisque leur présence était bien expliquée par la décroissance directe vers des états discrets intermédiaires constitués par la résonance géante dans le ^{39}K . Cependant il faut rappeler que la largeur de 1.1 MeV des structures observées n'était pas compatible avec la largeur des deux bosses qui constituent la résonance géante. De manière à comprendre la différence avec les observations précédentes les étalonnages en énergie des CsI et du spectromètre SPEG ont été vérifiés. Cependant ils semblent parfaitement réalisés et la résolution en énergie manquante obtenue dans le spectre d'énergie manquante extrait pour la résonance géante par exemple (fig.3.8) en est le principal garant. Quelle est, ou quelles sont les différences entre ces deux expériences qui permettraient de comprendre la différence entre ces résultats ? Dans l'expérience de 1991 réalisée avec les détecteurs CsI de l'ensemble PACHA l'ouverture du spectromètre était réduite dans la



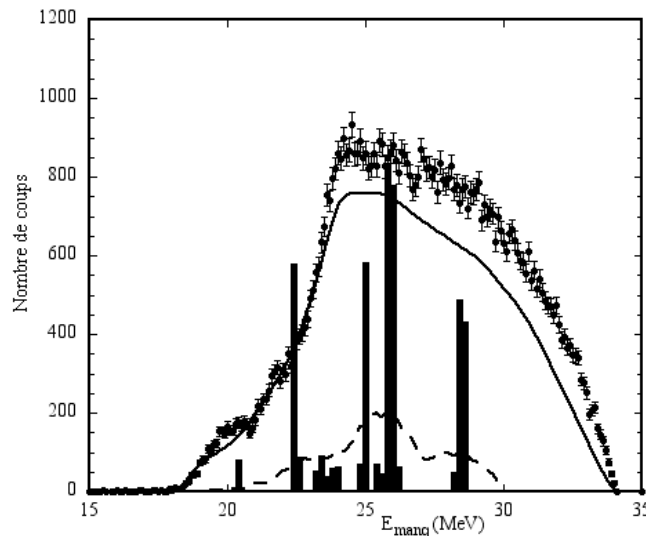


Fig.3.9 : Spectre en énergie manquante à un proton construit avec les événements où deux protons sont détectés à tous les angles où la diffusion sur l'hydrogène n'est pas présente. Le spectre est construit pour une énergie d'excitation comprise entre 28 et 38 MeV. Le trait plein est le résultat du calcul de la décroissance statistique normalisé avec le même facteur que sur le spectre 3.14. La simulation suivant le schéma de décroissance de la figure 3.13 est représenté par les barres noires et par le spectre en trait tireté une fois convolué par une gaussienne de 3 MeV de largeur.

direction verticale de sorte que seule les réactions dans le plan horizontal étaient sélectionnées. Les détecteurs des protons étaient eux aussi également positionnés dans le plan horizontal. Dans notre nouvelle expérience avec les CsI d'INDRA, pour ne pas arrêter la diffusion élastique du faisceau dans les lèvres qui se trouvent à l'entrée du spectromètre SPEG, et ne pas risquer « d'arroser » les détecteurs situés à l'arrière, l'entrée du spectromètre a été totalement ouverte à ± 2 degrés en vertical. De plus, les détecteurs CsI d'INDRA couvrent tout l'espace en ϕ , l'angle azimutal.

Deux choses ont été faites pour mieux comprendre la situation. D'une part, nous avons essayé de reproduire les conditions de l'expérience précédente en imposant que l'angle azimutal relatif entre l'éjectile et le proton détecté soit faible, compris entre -30 et $+30$ degrés. Ceci est montré dans la figure 3.10 et des structures plus marquées sont présentes, aux mêmes positions que dans le spectre 3.4 de l'expérience précédente. Cependant lorsque l'on fait ces fortes sélections il ne reste que peu d'événements et les spectres sont plus difficilement interprétables. Ici nous avons dû prendre tous les détecteurs, même ceux situés aux angles avant, pour conserver suffisamment de statistique et une plage en angle azimutal relatif plus importante (± 30 degrés) que celle de l'expérience précédente. Il semble cependant que la sélection effectuée, et qui nous rapproche des conditions de l'expérience de 1991, nous permette de retrouver les structures attendues dans le spectre d'énergie manquante à un proton. L'angle relatif azimutal aurait une importance non négligeable que nous ne savons pas prendre en compte dans les simulations de la décroissance directe.

Pour se convaincre encore un peu plus de cela nous avons étudié la dépendance de la décroissance de la résonance géante avec les angles relatifs azimutaux. Après normalisation des spectres d'énergie manquante sur le pic du fondamental du ^{39}K on observe (voir fig.3.11) des variations d'environ 30% sur l'alimentation relative des premiers états excités qui ont un moment angulaire différent du fondamental, de $1/2^+$ pour l'état à 2.52 MeV et $7/2^-$ pour l'état à 2.81 MeV. Le fondamental du ^{39}K est un état $3/2^+$ et nous montrons qu'il y a une différence notable d'alimentation des états du ^{39}K selon l'angle relatif considéré et le moment angulaire final. Il semble que selon le moment angulaire emporté par le proton sa distribution spatiale azimutale change.



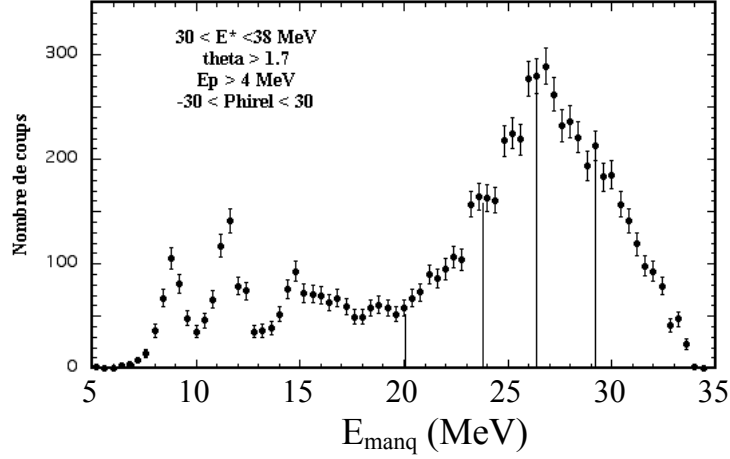


Fig.3.10 : Spectre d'énergie manquante obtenu en sélectionnant l'angle relatif entre le proton et l'éjectile sans condition sur le nombre de protons émis ni sur l'angle d'émission. Les barres verticales rappellent la position des structures observées dans l'expérience précédente.

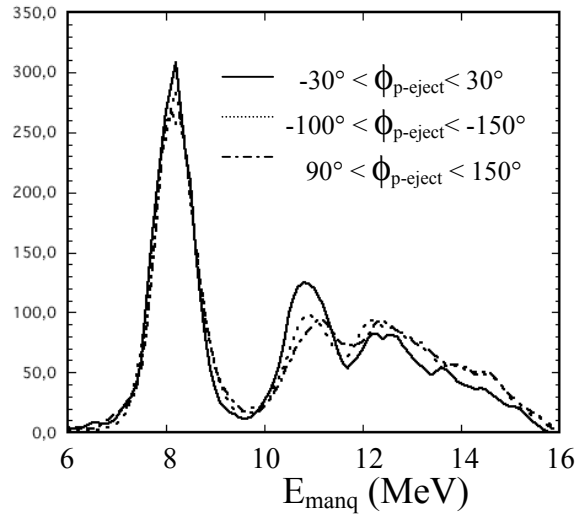


Fig.3.11 : Spectre d'énergie manquante pour la décroissance de la région de la résonance géante ($12 < E^* < 20$ MeV) et pour différents angles relatifs entre le proton et l'éjectile.

Ce même phénomène doit se produire pour la décroissance du deuxième phonon et des variations d'alimentation des états intermédiaires du ^{39}K sont attendues selon les différences de moment angulaire et les angles relatifs. Dans ces conditions il semble normal d'obtenir des résultats expérimentaux différents pour le spectre d'énergie manquante à un proton qui a été extrait.

La simulation présentée dans la fig.3.9 suppose une décroissance directe de chacun des deux phonons à hauteur de 30 % de la décroissance totale. Elle sera décrite après la présentation des données obtenues en triple coïncidence.

L'utilisation d'un détecteur à large couverture angulaire nous a permis d'extraire le spectre d'énergie manquante avec les deux protons détectés. Dans ce cas, on mesure directement les états de deux trous alimentés dans ^{138}Ar par la décroissance du ^{40}Ca . Ce spectre est présenté dans la figure 3.12 dans les mêmes conditions expérimentales de détection des protons que précédemment. L'état fondamental de ^{138}Ar ainsi que quelques états de basse énergie sont alimentés par la décroissance. Le calcul de la décroissance statistique, avec la même normalisation que pour le spectre d'énergie manquante à un proton (Fig.3.10), prédit



cependant une section efficace moindre pour ces états indiquant par la même une contribution de la décroissance directe vers les états de deux trous de l' ^{38}Ar .

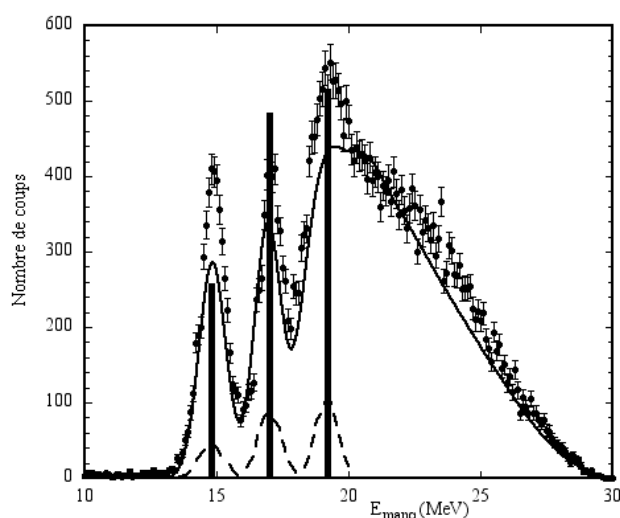


Fig. 3.12 : Spectre en énergie manquante à deux protons pour une énergie d'excitation comprise entre 28 et 38 MeV. Les événements sélectionnés sont ceux où deux protons seulement ont été détectés, à tous les angles où la diffusion sur l'hydrogène n'apparaît pas. L'angle de l'éjectile est supérieur à 0.5 degré. Le résultat de la simulation de décroissance est représenté par les barres noircies et par le trait tireté lorsque convolué par une gaussienne de 1 MeV de largeur. Le trait plein est le résultat du calcul de décroissance statistique.

La simulation de cette décroissance directe pour un état à deux phonons bâti avec la GQR a été effectuée et est présentée sur le schéma de la figure 3.13. Cette simulation a été réalisée en incorporant les informations acquises sur la décroissance de la GQR vers le ^{39}K et de la région entre 28 et 38 MeV qui alimente le fondamental et les états autour de 2.2 MeV et de 4.4 MeV de l' ^{38}Ar . Le résultat est reporté sur les spectres d'énergie manquante des figures 3.9 et 3.12 par les barres noires et par le spectre en traits tiretés après la prise en compte de la résolution expérimentale (800 keV, somme quadratique de la résolution en énergie d'excitation et de l'énergie cinétique des deux protons) et de la largeur de la résonance géante (3 MeV).

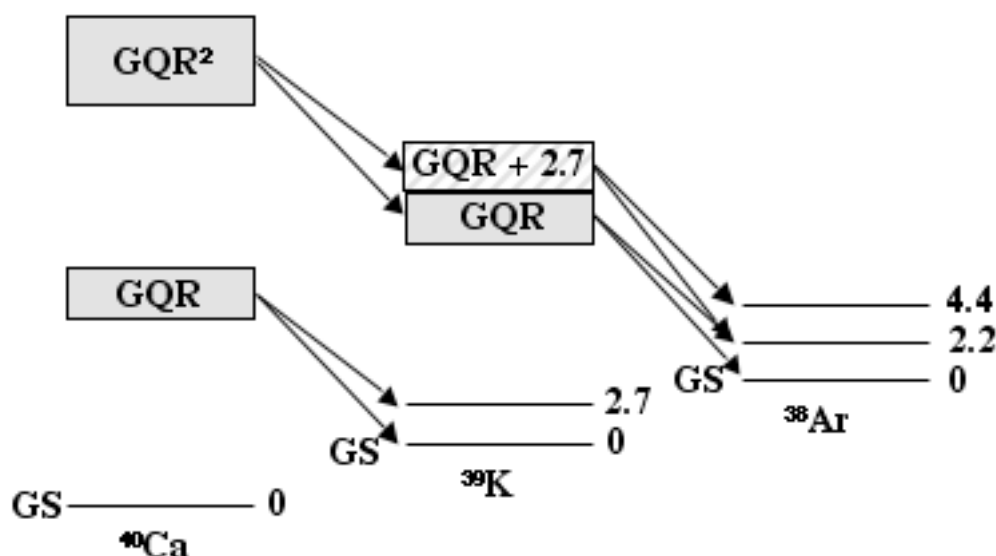


Fig. 3.13 : Schéma de décroissance du deuxième phonon.



La simulation reproduit les surplus de section efficace observés dans le spectre en énergie manquante calculée avec les deux protons (fig.3.12). Le surplus observé dans le spectre d'énergie manquante de la figure 3.9, non reproduit par le calcul statistique, est en grande partie comblé par la simulation de la décroissance directe d'un deuxième phonon. Il est à noter que l'étude du spectre d'énergie manquante calculée avec un seul proton est intéressante car elle contient l'information sur les états intermédiaires par lesquelles s'est effectué la décroissance. Ces états sont intimement liés à la nature de double phonon de l'état excité dans le ^{40}Ca .

La simulation de la décroissance directe d'un état à deux phonons comporte plusieurs hypothèses. La principale est que la résonance géante dans le ^{39}K est identique à celle dans le ^{40}Ca . La décroissance directe vers le noyau final, l' ^{38}Ar , alimente les états de trou avec l'intensité relative mesurée expérimentalement et présentée dans le spectre en énergie manquante de la figure 3.12. La fraction de 30 % de décroissance directe est supposée identique pour chacune des résonances géantes. Une contrainte est cependant utilisée dans la simulation. Si la première RG à décroître alimente l'état de trou excité à 2.7 MeV du ^{39}K couplé à la deuxième RG, la deuxième résonance ne pourra pas décroître vers le fondamental de l' ^{38}Ar mais alimentera soit l'état à 2.2 MeV soit l'état autour de 4.4 MeV. Une autre hypothèse de la simulation est que l'état observé entre 28 et 38 MeV est constitué de deux GQR uniquement. Cependant d'autres états à deux phonons peuvent être présents dans cette région, comme le prévoient les auteurs de la référence [and02] et avoir une décroissance directe. De plus, des états à trois phonons peuvent également être présents. Enfin si le noyau a un comportement anharmonique l'énergie de l'état à deux phonons quadrupolaires est différente du double de l'énergie de la RG et sa décroissance n'est pas celle de deux GQR superposées indépendantes. Toutes ces raisons font que la simulation de la décroissance directe de l'état présent entre 28 et 38 MeV n'est qu'indicative, elle reproduit qualitativement les données expérimentales, nous apportant une certaine confiance dans la mise en évidence de l'état à deux phonons quadrupolaires. Enfin une dernière remarque concerne la largeur des résonances géantes utilisée dans la simulation. Elle est de 3 MeV dans la simulation actuelle pour chacune des structures de la RG à 14.5 MeV et 17 MeV conformément aux mesures inclusives expérimentales. Contrairement aux résultats précédents, il n'a pas été utile d'utiliser une largeur beaucoup plus petite (1.1 MeV) pour rendre compte des données expérimentales qui présentent des structures beaucoup moins marquées dans le spectre d'énergie manquante à un proton. L'hypothèse que l'observation de ces structures est liée à l'angle relatif entre les protons émis et l'éjectile n'explique cependant pas qu'il a été possible de reproduire les structures observées à l'aide de largeurs plus faibles. Était-ce un pur hasard ou y a-t-il une raison plus forte qui nous échappe encore ?

3.6.5 Le triple phonon dans le ^{40}Ca

Nous avons poursuivi l'étude en analysant les données à plus haute énergie d'excitation, entre 42 et 55 MeV pour obtenir des informations sur la décroissance observée et la comparer à la décroissance attendue d'un triple phonon. Les spectres d'énergie manquante pour lesquels trois protons ont été détectés ont été extraits. La figure 3.14 présente le spectre d'énergie manquante calculée avec les trois protons.



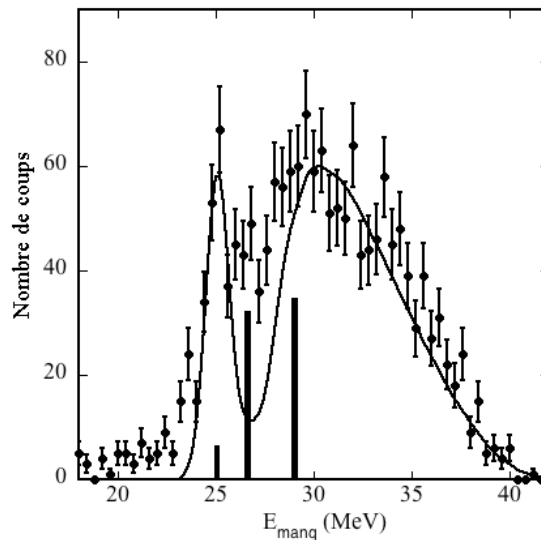


Fig.3.14 : Spectre d'énergie manquante extrait pour la région en énergie entre 42 et 55 MeV et pour les événements à trois protons. L'énergie manquante est calculée avec les trois protons détectés. L'état fondamental du ^{37}Cl est visible autour de 25 MeV.

Le calcul de la décroissance statistique est représenté par la courbe noire. Elle prédit une section efficace moindre pour l'alimentation des quelques premiers états excités situés entre 2 et 4 MeV dans le ^{37}Cl ($27 < E_{\text{manq}} < 29$ MeV) pouvant être des états de trois trous alimentés par la décroissance directe. La simulation de cette décroissance directe pour un état à trois phonons bâti avec la GQR a été effectuée en incluant les informations sur les états alimentés du ^{37}Cl . Elle est schématisée sur la figure 3.15 et est présentée sous forme de barres noircies dans le spectre d'énergie manquante de la figure 3.14.

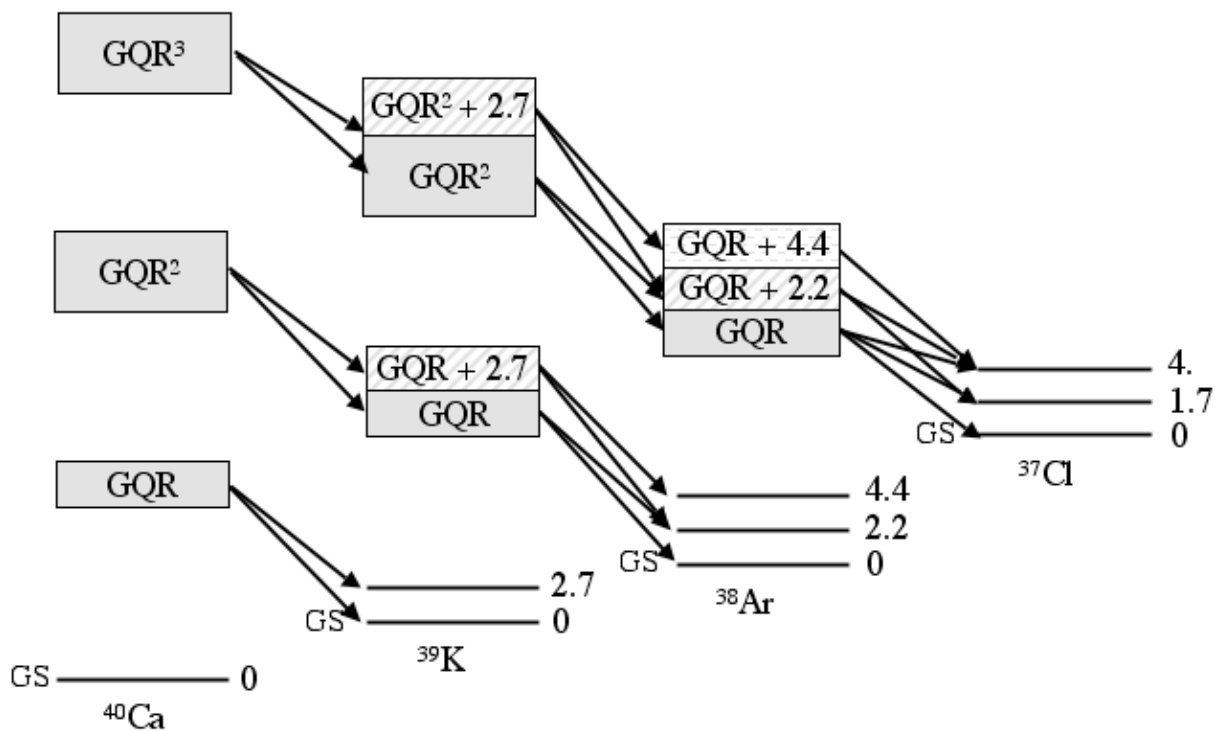


Fig.3.15 : Décroissance directe pour un état à trois phonons où l'on a repris les hypothèses faites précédemment sur les états à un et deux phonons formés avec la GQR.



Le spectre de la figure 3.16 est l'énergie manquante calculée avec les mêmes événements que ceux de la figure 3.14, en ne prenant en compte que l'énergie d'un seul proton. A chaque événement, trois valeurs d'énergie manquante sont calculées. Ce spectre doit permettre de mettre en évidence les états intermédiaires alimentés par la décroissance. Le calcul de la

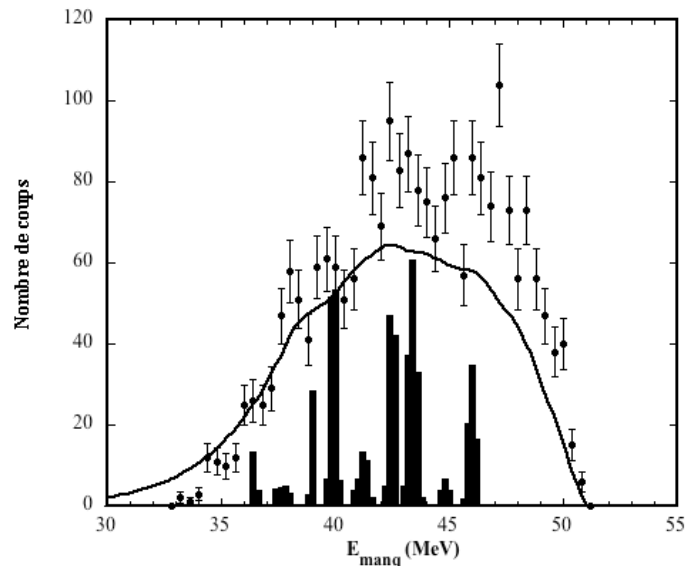


Fig.3.16 : Spectre d'énergie manquante extrait pour la région en énergie entre 42 et 55 MeV et pour les événements à trois protons. L'énergie manquante est calculée à l'aide d'un des trois protons détectés.

décroissance statistique est représenté par la courbe noire, avec la même normalisation que pour la figure 3.14. Un surplus d'alimentation autour de 40, 43 et 46 MeV d'énergie manquante est observé et est très bien reproduit par la même simulation que précédemment, indiquant que les étapes de la décroissance directe incluant les RG des noyaux intermédiaires sont correctement pris en compte.

Comme il a été dit précédemment, la simulation de la décroissance directe est très imparfaite. L'inclusion d'états autres que les multiphonons bâtis seulement avec la GQR a été effectué par M.Fallot [fal02-1, fal03-1] et a montré des résultats très semblables à ceux présentés ici. Tous ces résultats nous indiquent que le deuxième phonon et le troisième phonon construits avec la GQR ont été excités dans le ^{40}Ca et ont donné lieu à l'émission non statistique observée, conformément à une simulation simple et cohérente de la décroissance directe de ces états.

3.6.6 Quatrième phonon !

Le spectre d'énergie manquante a également été construit pour des énergies d'excitation dans la région du quatrième phonon, entre 56 et 70 MeV. La faible statistique nous a contraint à ne regarder que le spectre avec un seul proton pour des événements où au moins trois protons ont été détectés dans tout l'espace solide. Ce spectre est présenté dans la figure 3.17 et des pics sont observés aux mêmes endroits que le prévoit la simulation pour la décroissance directe d'un état à quatre phonons (barres grisées). Il est évidemment difficile de conclure si le quatrième phonon a été observé dans les données expérimentales mais nous verrons par la suite qu'il semble que toute la section efficace d'excitation du noyau puisse être reproduite dans les calculs théoriques par des excitations de multiphonons.



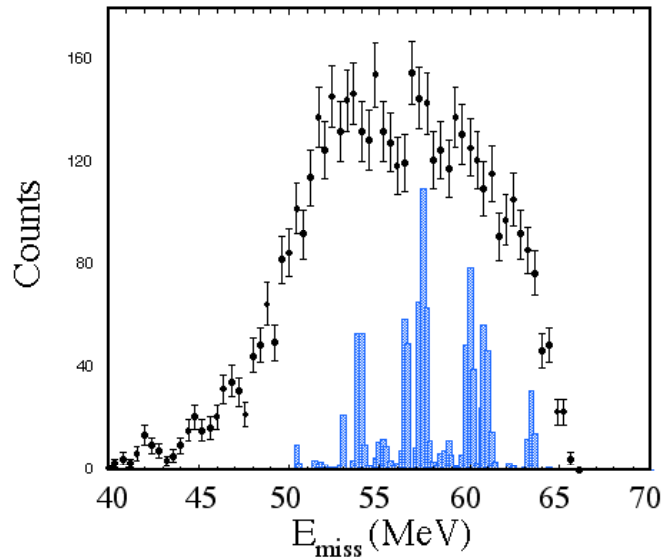


Fig.3.17 : Spectre d'énergie manquante à un proton pour la région en énergie d'excitation de 56 à 70 MeV lorsque au moins trois protons sont détectés. Les barres grises représentent la simulation de la décroissance directe d'un état à quatre phonons bâti avec la GQR.

3.7 Calculs théoriques

Des calculs microscopiques ont été réalisés par M.V.Andrès et al. [and02] sur la base des états à un phonon RPA. Ces états sont donnés dans le tableau 3.1. Il est à noter que leur énergie n'est pas en parfait accord avec les observations expérimentales. Par exemple, la résonance géante quadrupolaire isoscalaire est située à 16.5 MeV dans le calcul alors qu'expérimentalement deux pics sont observés à 14 et 17.5 MeV. Le calcul microscopique inclut des anharmonicités dans l'hamiltonien (couplage entre les états à un phonon et les états à deux phonons) et des non-linéarités dans le champ d'excitation. Ces anharmonicités décalent l'énergie d'excitation des multiphonons et changent leur section efficace d'excitation. Le tableau 3.2 présente les états excités prévus dans la région comprise entre 28 et 38 MeV pour la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 50 MeV par nucléon. Cinq de ces états ont une section efficace supérieure à quelques pour cent de la section efficace totale (grisés dans le tableau) et parmi eux, seuls deux états peuvent décroître par émission de deux protons directs, la résonance géante monopolaire couplée à la GQR et le deuxième phonon bâti avec la GQR. Ce dernier état compte pour plus de 80% de la section efficace d'excitation. La décroissance directe par deux protons de cette région est donc dominée par la décroissance de la (GQR)²

Table 3.1 : Energie et section efficace d'excitation de tous les états à un phonon extraient du calcul RPA.

	E*	Cross section
	(MeV)	(mb)
LEOR1	4,47	13,9
LEOR2	9,33	2,91
ISGQR	16,5	16,0
GDR1	17,3	3,31
GMR1	18,4	1,37
GDR2	21,6	0,30
GMR2	22,0	2,12
IVGQR	29,1	0,032
HEOR	30,8	2,21



Table 3.2 : Energie et section efficace d'excitation de tous les états prédits entre 28 et 38 MeV dans le cas harmonique et (colonnes de droite) et pour le cas anharmonique et non- linéaire (colonnes de gauche). L'énergie d'excitation des états est la moyenne des énergies pour chaque moment angulaire pondéré par leur section efficace d'excitation.

	L	Anharm. Nonlinear		Harmon. Linear	
		E* (MeV)	Section eff. (mb)	E* (MeV)	Section eff. (mb)
IVGQR	2	29,1	0,0314	29,5	0,0300
HEOR	3	30,8	2,2000	31,3	2,1000
GDR2 x LEOR2	2, 4	31,4	0,0014	31,7	0,0011
GMR2 x LEOR2	3	32,3	0,2400	32,2	0,0440
ISGQR x ISGQR	0, 2, 4	34,0	2,4700	33,8	1,3700
IVGQR x LEOR1	1, 3, 5	34,3	0,0039	34,5	0,0025
GDR1 x ISGQR	1, 3	34,7	0,0500	34,7	0,0260
GDR1 x GDR1	0, 2	35,1	0,0200	35,6	0,0017
GMR1 x ISGQR	2	35,2	0,4500	35,2	0,2300
GMR1 x GDR1	1	35,9	0,0079	36,0	0,0055
LEOR1 x HEOR	0, 2, 4, 6	36,2	0,3200	36,3	0,2500
GMR1 x GMR1	0	36,6	0,0100	36,5	0,0120
Section eff. totale			6,1346		4,4136

ce qui justifie notre approche et la simulation qui a été faite. Le spectre d'énergie d'excitation est présenté dans la figure 3.18 avec (trait plein) et sans (trait tireté) anharmonicités. Une différence de 40% dans la section efficace est observée dans la région entre 28 et 38 MeV. Les données expérimentales de la première expérience effectuée sur cette réaction sont également reportées et l'accord avec les calculs est très bon. Notamment, le rapport de section efficace entre la région 12-20 MeV et la région 28-38 MeV expérimental est très proche de la valeur calculée lorsque l'anharmonicité est prise en compte, indiquant un comportement légèrement anharmonique du ^{40}Ca .

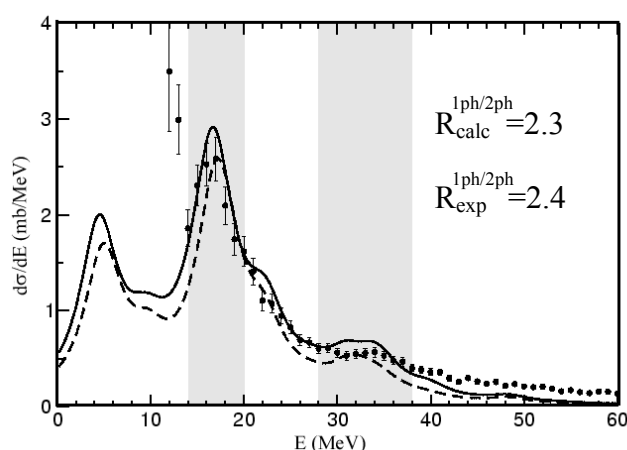


Fig.3.18 : Section efficace d'excitation prédit par le calcul microscopique incluant les états à un et à deux phonon, avec (trait plein) et sans (trait tireté) anharmonicité et non-linéarité pour la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 50 MeV par nucléon. Les points sont les données expérimentales obtenues au GANIL. Les rapports de section efficace entre la région de la GQR et la région entre 28 et 38 MeV sont donnés pour le calcul avec anharmonicité et non-linéarité et pour les données expérimentales.



Au-delà de 40 MeV d'énergie d'excitation les données expérimentales indiquent une section efficace très supérieure au calcul. Cependant celui-ci ne prend en compte que les états à un et deux phonons. Une extension de ce dernier aux états à trois et à quatre phonons semble s'imposer pour rendre compte de l'excès de section efficace observé. Des calculs incluant les états à trois et à quatre phonons et tous les couplages entre les états à n phonons et les états à $n-1$ et $n+1$ phonons ont d'ores et déjà été effectués [fal03-2]. Ils montrent qu'un grand nombre d'états à trois et quatre phonons sont attendus à haute énergie d'excitation et que les couplages aux modes monopolaires et quadrupolaires sont important. Les sections efficaces d'excitation prédites par ces calculs ne sont pas encore accessibles mais nous pouvons déjà penser que la seule présence des états de multiphonons suffira à reproduire la section efficace expérimentale mesurée à haute énergie d'excitation.

3.8 Conclusion et perspectives

Les collisions inélastiques aux énergies GANIL ont montré l'excitation du double phonon GQR dans le $^{40,48}\text{Ca}$, $^{58,62}\text{Ni}$, $^{90,94}\text{Zr}$ à travers l'étude de sa décroissance par émission de proton ou de neutron. Récemment l'utilisation d'un détecteur 4π a permis l'observation de la décroissance du troisième phonon dans le ^{40}Ca à travers sa décroissance spécifique par émission de protons. Des indications de la présence du quatrième phonon ont également été obtenues. Il est à noter que la méthode de la décroissance directe qui a été présentée est un moyen unique d'observation des multiphonons au-delà de deux. Toutes les autres expériences comme l'excitation coulombienne aux énergies relativistes ne permettent pas, faute de statistique, d'observer le troisième phonon GDR. Notre expérience avec le détecteur INDRA couplé avec le spectromètre SPEG a été une étape importante dans notre recherche des états de multiphonons. Toutes les conditions étaient réunies pour une observation optimale. Cependant, la connaissance de la forme et du mode de décroissance des GQR dans les noyaux intermédiaires, ^{39}K et ^{38}Ar , permettrait d'affiner notre description de la décroissance du troisième phonon du ^{40}Ca . Une autre évolution de notre compréhension de ces excitations pourra venir des calculs théoriques. Les sections efficaces d'excitation du troisième et du quatrième phonon doivent être calculées pour comparer avec les données expérimentales qui présentent de la force dans ces régions en énergie d'excitation et qui nous ont permis d'observer la décroissance directe de ces états. Le calcul du spectre des états excités a été effectué par M. Fallot et al. [fal03-2] en étendant la base des états RPA à trois et quatre phonons. Le résultat de ce calcul montre très clairement que l'anharmonicité provient principalement des couplages important des états de multiphonons avec la résonance géante monopolaire et quadrupolaire pour le ^{40}Ca et le ^{208}Pb . En d'autres termes, lorsque l'on excite un multiphonon dans un noyau léger comme le ^{40}Ca , la densité du cœur s'en trouve modifiée d'où un couplage important avec la résonance géante monopolaire. Pour un noyau plus lourd, comme le ^{208}Pb , c'est la surface qui est affectée. Les calculs se poursuivent actuellement avec la collaboration pour extraire les sections efficaces d'excitation et permettre une comparaison avec nos données expérimentales.

Ces travaux dans la voie inélastique ont également montré la présence de nombreux mécanismes de réaction qui ont fait l'objet d'une étude détaillée qui va maintenant être présentée dans le chapitre suivant.



4. Mécanismes de réaction peuplant la voie inélastique

4.1. Spectre en vitesse des protons

Comme nous le disions au début du chapitre précédent, la détection d'un éjectile identique au projectile n'est pas le garant d'une collision simple dans laquelle seule une excitation de la cible est possible. En effet des interactions plus complexes peuvent avoir lieu comme des échanges de nucléons entre la cible et le projectile, des transferts de la cible vers le projectile suivit d'une émission ou encore des collisions nucléon-nucléon dans lesquelles l'éjectile ressort inchangé. Le spectre en section efficace invariante représenté dans la figure 4.1 montre clairement que des mécanismes différents d'une émission de la cible sont présents dans la voie inélastique. Dans ce spectre en vitesse des protons mesurés en coïncidence avec un éjectile de ^{40}Ca dans la réaction $^{40}\text{Ca} (^{40}\text{Ca}, ^{40}\text{Ca} + p)$ nous voyons tout d'abord une composante quasi isotrope de protons de faible vitesse correspondant à l'émission de la cible. Vers 45° , dans la direction opposée au spectromètre SPEG, une forte composante de protons rapides est présente et correspond à la diffusion élastique du projectile sur l'hydrogène contenu dans la cible sous forme d'eau. Enfin, une autre composante est clairement visible autour de la direction de l'éjectile dont la vitesse moyenne est représentée. Ces protons correspondent au mécanisme de pick-up break-up au cours duquel un proton de la cible est transféré vers le projectile puis est émis par ce dernier avec une vitesse autour de celle du faisceau. La contribution de ce mécanisme de réaction au spectre inélastique est une large bosse centrée sur l'énergie par nucléon du faisceau à laquelle il faut rajouter l'énergie de liaison de la particule émise [blu87, sca91]. La largeur de cette contribution provient de l'accélération ou du ralentissement du noyau final selon la direction de l'émission de la particule et est d'environ 60 MeV aux énergies incidentes étudiées. Une simulation effectuée avec le code LILITA est présentée sur la figure 4.1 par les courbes de niveau, d'une part pour l'émission de la cible – courbes de niveau centrées à vitesse nulle et isotrope -, et d'autre part

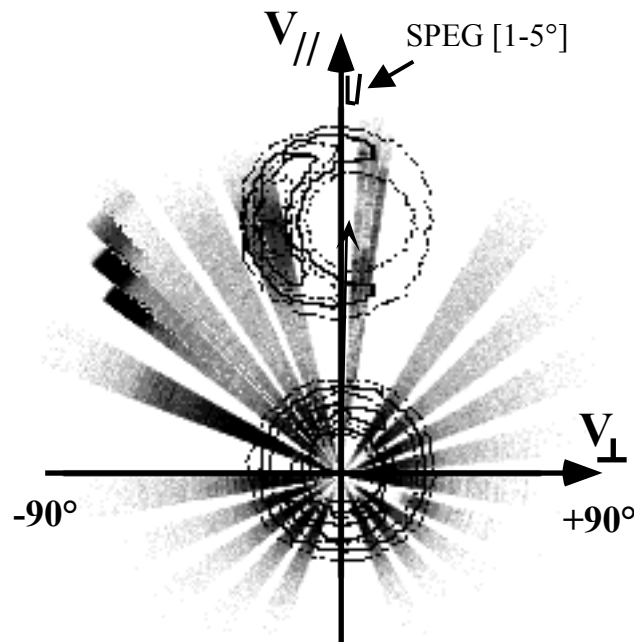


Fig. 4.1 : Représentation en section efficace invariante des protons émis dans la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 50 MeV/A en vitesses parallèles et perpendiculaires à la direction du faisceau. Les courbes de niveau représentent le résultat du calcul Monte-Carlo. Le spectromètre couvrait les angles entre 1.7 et 5 degrés dans le référentiel du laboratoire.



pour des protons ayant d'abord été transféré au projectile puis émis en vol – courbes de niveau centrées sur la vitesse du projectile. Dans la direction du noyau de recul, une forte contribution de proton est également observée et peut correspondre soit à l'émission de la cible (voir distribution angulaire des protons dans le chapitre suivant) soit au mécanisme de knock-out qui provient d'une collision nucléon-nucléon entre un nucléon du projectile et un proton de la cible. Dans ce simple spectre en vitesse des protons quatre mécanismes distincts sont déjà identifiés. Avec une analyse plus fine, nous allons voir par la suite qu'un autre mécanisme est également présent dans cette voie inélastique et contribue pour une fraction importante au spectre inélastique inclusif.

4.2 Mesure du mécanisme de pick-up break-up

Le mécanisme de pick-up break-up a donc été mesuré dans la réaction ^{40}Ca (^{40}Ca , $^{40}\text{Ca} + p$) grâce à quelques détecteurs placés aux angles très avant. Les spectres inélastiques en coïncidence avec ces protons sont présentés dans la figure 4.2, d'une part pour le détecteur placé du même côté que SPEG à 8° (Fig.4.2(a)) et d'autre part avec les détecteurs placés autour de 15° du côté opposé à SPEG (Fig.4.2(b)). La simulation est également présentée (trait plein) dans le cas où un proton est transféré de la cible vers le projectile. Une énergie d'excitation autour de 20 MeV est attribuée au noyau de ^{41}Sc formé. La décroissance de ce dernier noyau est simulée à l'aide du code de décroissance statistique LILITA et les événements pour lesquels le noyau final est un ^{40}Ca sont sélectionnés. L'énergie perdue alors par le projectile est transformée en énergie d'excitation apparente et nous donne les spectres présentés dans les figures 4.2(a) et (b) qui reproduisent très bien les données expérimentales. Lorsque la contrainte sur les angles des protons émis est levée, la contribution simulée de ce mécanisme au spectre inélastique inclusif qui est obtenue est présentée dans la figure 4.2(c).

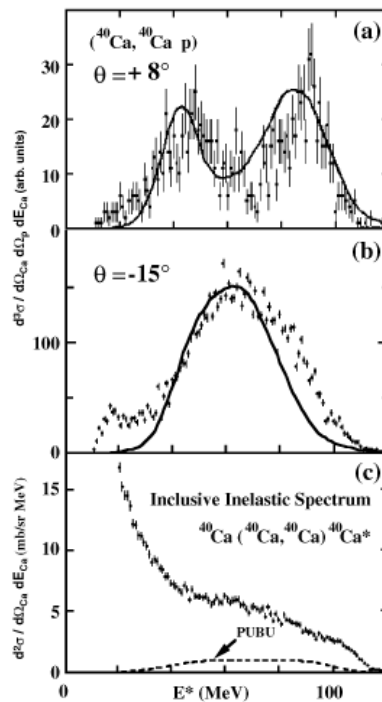


Fig.4.2 : Spectres inélastiques en coïncidence avec des protons émis à $+8^\circ$ et autour de -15° dans le repère du laboratoire ((a) et (b) respectivement). Les courbes en trait plein sont les simulations décrites dans le texte. (c) spectre inélastique inclusif (points) et la contribution du pick-up break-up (trait hachuré).



4.3 Distributions angulaires des protons

Pour mieux comprendre l'origine des particules émises dans la collision, les distributions angulaires ont été extraites pour les événements laissant le noyau final dans son état fondamental (p_0 ou n_0). Dans le système du centre de masse du noyau cible, la distribution angulaire des particules de décroissance de la cible suit une distribution en polynômes de Legendre.

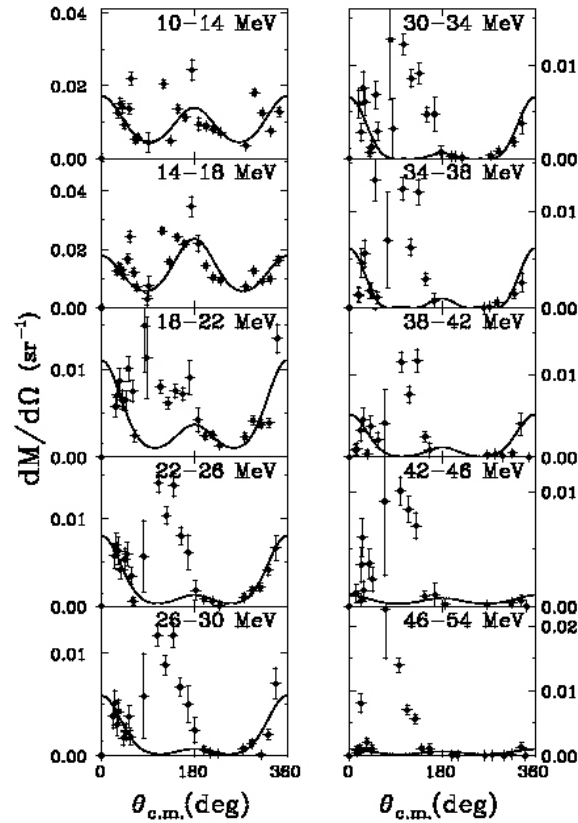


Fig. 4.3 : Distribution angulaire dans le centre de masse du noyau cible des protons émis dans la réaction ^{40}Ca (^{40}Ca , $^{40}\text{Ca} + p$) et alimentant le fondamental du ^{39}K résiduel. La direction du noyau de recul est donnée par le 0° et l'angle $\theta_{c.m.}$ augmente dans le sens des aiguilles d'une montre, 360° est identique à 0° . Les courbes en trait plein représentent les polynômes de Legendre qui reproduisent au mieux les spectres expérimentaux (points).

Un ajustement de ces polynômes a été effectué sur les distributions angulaires des protons issus de la réaction ^{40}Ca (^{40}Ca , $^{40}\text{Ca} + p$) (Fig. 4.3) et pour des énergies d'excitation comprises entre 10 et 54 MeV. À basse énergie d'excitation, les données expérimentales sont très bien reproduites par ces ajustements, ce qui nous mène à penser que les protons proviennent de la désexcitation de la cible de ^{40}Ca . Ils peuvent également provenir, aux petits angles centre de masse (dans la direction du recul de ^{40}Ca), du mécanisme de knock-out dans lequel un nucléon du projectile interagit avec un nucléon de la cible qui se trouve expulsé. Lorsque cette contribution est enlevée dans les distributions angulaires, une composante importante reste visible. Ceci est montré dans la figure 4.4 où les distributions angulaires sont reportées dans le repère du laboratoire après soustraction des polynômes de Legendre. Des distributions gaussiennes ajustées aux données sont également reportées en trait plein. Les positions et les largeurs de ces gaussiennes sont données pour chacune des tranches en énergie, elles correspondent à des angles dans le laboratoire autour de 40 degrés, du même côté du faisceau



que l'éjectile avec une largeur totale à mi-hauteur d'environ 70 degrés. Cette composante qui ne provient pas de la désexcitation de la cible va être maintenant caractérisée.

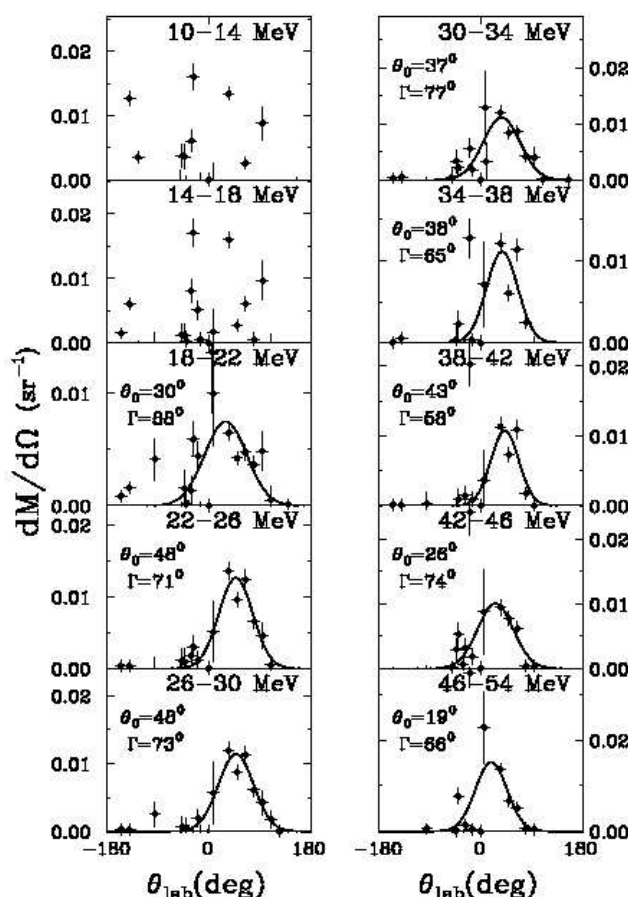


Fig. 4.4 : Distribution angulaire dans le repère du laboratoire des protons émis dans la réaction $^{40}\text{Ca}(^{40}\text{Ca}, ^{40}\text{Ca} + p)$ et alimentant le fondamental du ^{39}K résiduel. Les distributions de Legendre ajustées aux données expérimentales ont été soustraites. Les traits pleins représentent un ajustement des données avec une gaussienne dont les caractéristiques sont données pour chacune des tranches en énergie.

4.4 Spectres en énergie

Le spectre en énergie manquante a été extrait pour des protons émis entre 30 et 70 degrés du même coté que SPEG (Fig. 4.5(a)) et des protons émis vers l'arrière dans le laboratoire, entre 120 et 230 degrés (Fig. 4.5(b)). Dans ce dernier cas, les protons mesurés ont été émis par la cible et les états alimentés sont ceux de la décroissance de la cible. Pour les protons émis entre 30 et 70 degrés, à cette composante de décroissance de la cible s'ajoute une composante qui alimente principalement les états de basse énergie du ^{39}K . Ces états sont compatibles avec les états de trou du noyau résiduel laissant penser que la particule a été arrachée au noyau initial. Cette même différence de spectre, en coïncidence avec des protons émis à l'arrière et en coïncidence avec des protons émis autour de 40 degrés, a été effectuée sur les spectres en énergie des protons et montre que ces derniers ont une énergie cinétique d'environ 20 MeV intermédiaire entre la cible au repos et le projectile (spectre non montré ici). Les caractéristiques de ces protons ne sont pas celles d'un mécanisme connu. Le pick-up break-up, dans lequel une particule est transférée au projectile avant d'être ré-émise par celui-ci, donne lieu à des protons émis dans un cône centré autour de la vitesse du projectile. Dans notre cas, les protons sont émis à plus grand angle et du même coté du faisceau que l'éjectile,



laissant penser que le nucléon a été attiré par le potentiel nucléaire attractif du projectile sans pour autant être transféré.

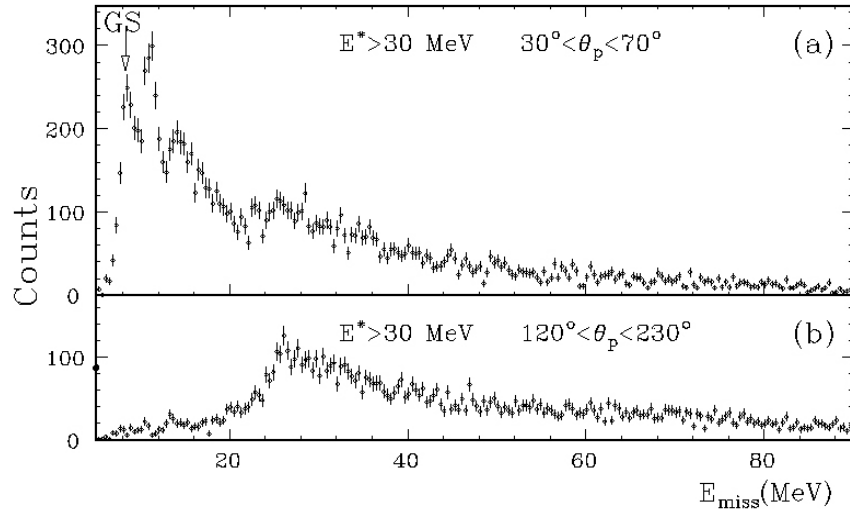


Fig. 4.5 : Spectre en énergie manquante en coïncidence avec des protons émis entre 30 et 70 degrés (a) et entre 120 et 230 degrés (b) et pour des énergie d'excitation supérieures à 30 MeV. La flèche indique le fondamental du ^{39}K à 8.3 MeV d'énergie manquante.

4.5 Corrélations azimutales

La corrélation entre les angles azimutaux des protons et de l'éjectile détecté dans SPEG a été réalisé pour plusieurs angles d'émission des protons. La figure 4.6 montre la distribution angulaire de l'éjectile, en coordonnées sphériques, lorsqu'un proton est détecté en dessous du plan horizontal. Figure (a), le proton est détecté aux angles arrières et l'éjectile ne présente aucune corrélation haut-bas. Par contre dans la figure (b), la coïncidence est effectuée avec un proton émis dans la direction opposée au spectromètre, là où est attendue la diffusion sur l'hydrogène contenu dans la cible. Ici, une corrélation très nette est présente. Lorsque l'hydrogène est diffusé en-dessous du plan horizontal, l'éjectile est diffusé au-dessus du plan horizontal par conservation de l'impulsion. Enfin dans la figure (c), la coïncidence est faite

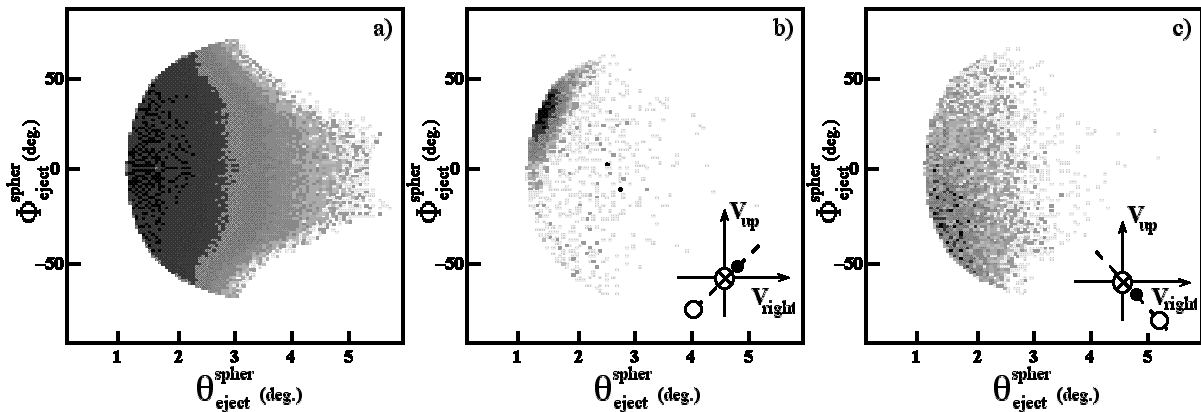


Fig. 4.6 : Distributions angulaires de l'éjectile en coïncidence avec un proton. (a) proton émis aux angles arrières. (b) proton émis dans la direction de la diffusion sur l'hydrogène de la cible. (c) proton émis aux angles avants. Insert : position de l'éjectile (point noir) et du proton (cercle blanc) dans le plan perpendiculaire au faisceau symbolisé par la croix.



avec les protons émis entre 30 et 70° du côté du spectromètre. On observe alors, que l'éjectile est diffusé dans le même plan que le proton. Pour ces événements, le proton semble suivre la trajectoire de l'éjectile. Comme il a été montré précédemment son énergie est en moyenne plus faible que celle du projectile, et tout semble montrer que la particule a été traînée par ce dernier pendant le temps de passage du projectile et accélérée dans son sillage sans atteindre sa vitesse, d'où le nom donné à ce mécanisme, le Towing Mode, ou mode de remorquage.

4.6 Contribution du towing mode au spectre inélastique

Pour extraire la contribution de mécanisme au spectre inélastique, la même méthode de soustraction de spectres en coïncidence a été appliquée pour la réaction $^{58}\text{Ni} (^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar} + \text{p ou n})$ à 44 MeV par nucléon (voir Fig. 4.6). Cette contribution est une large bosse centrée autour de 30 MeV d'énergie d'excitation et qui s'étend jusqu'à plus de 100 MeV.

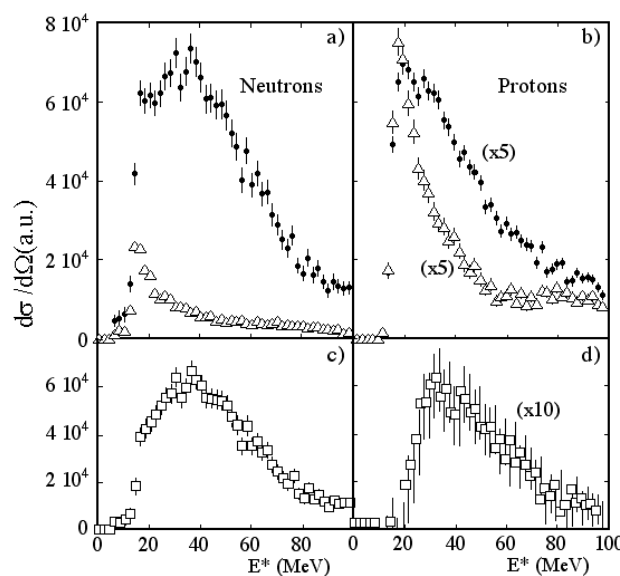


Fig. 4.6 : Energie d'excitation en coïncidence avec un neutron ou un proton dans la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ à 44 MeV/A (spectres a) et b)). Les points sont les données obtenues pour des particules émises aux angles avant (entre 30 et 85 degrés environ) alors que les triangles sont pour des particules émises aux angles arrières. Les figures c) est la soustraction des deux spectres présentés dans a) pour les neutrons. Idem pour le spectre d) pour les protons.

Les informations sur l'angle de diffusion et l'énergie cinétique de l'éjectile nous permettent, en supposant une diffusion inélastique, de calculer une énergie d'excitation qui est celle de la cible. Si c'est à un mécanisme de réaction que l'on a affaire, cette énergie d'excitation est alors une énergie d'excitation « apparente ». Le spectre inélastique inclusif est donc la somme du spectre d'énergie d'excitation de la cible et du spectre d'énergie d'excitation « apparente » de tous les autres mécanismes. La part de l'un et de l'autre ne peut être déterminée que par des expériences de coïncidence avec les particules émises. L'expérience que nous avons faite nous permet d'extraire le spectre inélastique en coïncidence avec des particules (neutron ou proton) émises aux angles arrières. En corrigeant ce spectre de la probabilité de détecter une particule émise par la cible, on obtient alors le spectre d'énergie d'excitation au-delà du seuil d'émission de particule. Celui-ci est montré dans la figure 4.7 par les points noirs et montre que, jusqu'à 20 MeV d'énergie d'excitation dans le spectre inclusif, il n'y a principalement que la contribution de l'excitation de la cible sans aucun mécanisme de réaction. Pour obtenir la contribution des mécanismes de réaction nous avons extrait les spectres inélastiques en coïncidence avec les particules émises à l'avant comme cela a été montré dans la figure 4.5.



La mesure que nous avons effectuée nous permet d'extraire la contribution du « Towing Mode » au spectre inélastique inclusif. Celle-ci commence à 20 MeV d'énergie d'excitation, présente une intensité maximale autour de 35 MeV, puis décroît doucement jusqu'à des énergies d'excitation aussi élevées que 80 MeV. Au-dessus de 40 MeV d'énergie d'excitation,

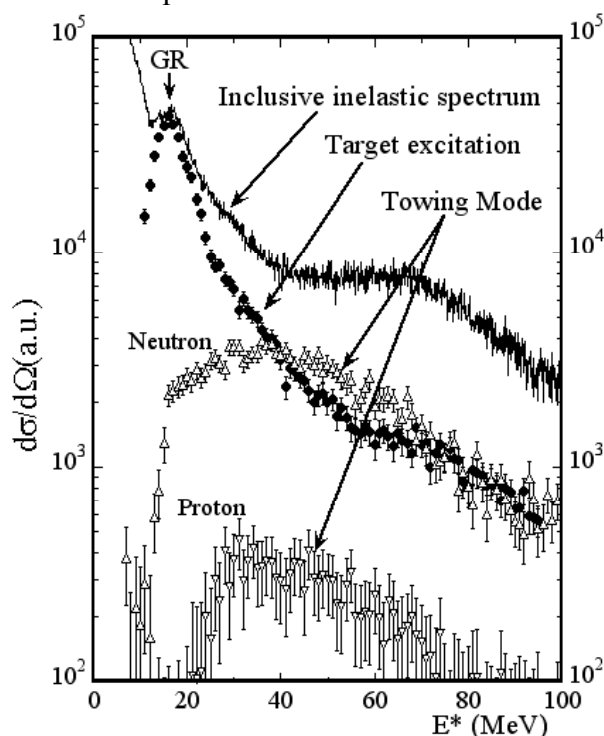


Fig. 4.7 : Spectre inclusif obtenu dans la réaction $^{58}\text{Ni} (^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar} + p \text{ ou } n)$ (histogramme). Contribution du towing mode d'un proton ou d'un neutron (triangles). Les cercles sont la contribution de l'excitation de la cible obtenue en extrayant ce spectre pour des particules émises aux angles arrières.

la section efficace de ce mécanisme est du même ordre de grandeur que la section efficace de diffusion inélastique. Il est à noter que pour ne pas avoir la contribution de la diffusion élastique sur les noyaux d'hydrogène, le spectre inélastique inclusif a été extrait pour des angles de diffusion au-delà de 1.9 degrés.

4.7 Déconvolution complète du spectre inélastique

Après soustraction des contributions de l'excitation de la cible et du mécanisme de towing mode de neutron et de proton au spectre inélastique deux contributions persistent, l'une autour de 25 MeV d'énergie d'excitation et l'autre plus large autour de 60 MeV. Ce spectre soustrait est présenté sur la figure 4.8 par les cercles blancs. Cette dernière composante est exactement ce qui est attendu du mécanisme de pick-up break-up de neutron dont la simulation est présentée en traits tirés. Il semble cependant que de la section efficace au-delà de 80 MeV d'énergie d'excitation ne soit pas totalement reproduite par la contribution du pick-up break-up. Cependant, la fraction de towing mode extraite des données expérimentales était conditionnée par la couverture angulaire des détecteurs neutrons positionnés au-delà de 36°. Pour permettre de mieux appréhender ce nouveau mécanisme, un calcul résolvant l'équation de Schrödinger dépendante du temps (TDSE) a été effectué pour une fonction d'onde à une particule. Le chapitre suivant décrit ce calcul. Ce calcul TDSE effectué pour cette réaction montre que lorsque cette contrainte est levée, la contribution du towing mode s'étend à plus haute énergie comme cela est montré dans la figure 4.9, comblant le déficit de section efficace



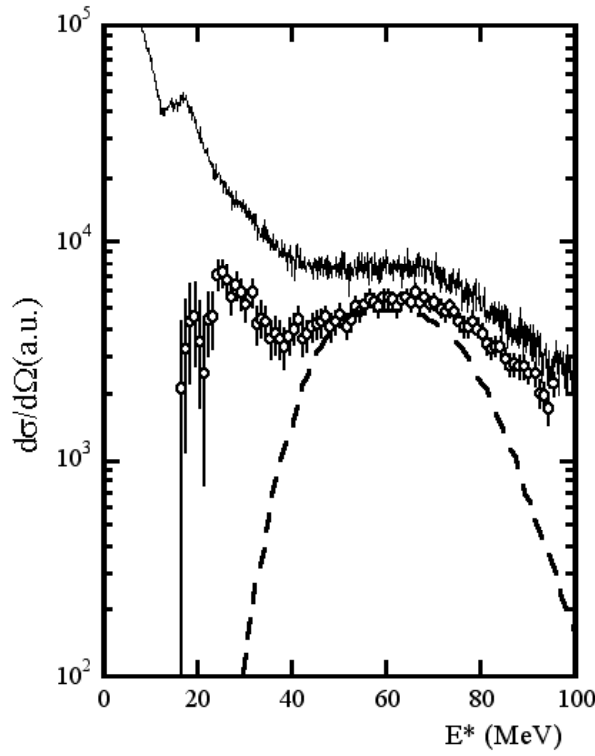


Fig.4.8 : Spectre inélastique inclusif (histogramme) soustrait des contributions de l'excitation de la cible et du towing mode (cercles). Simulation du pick-up break-up d'un neutron (traits tirés).

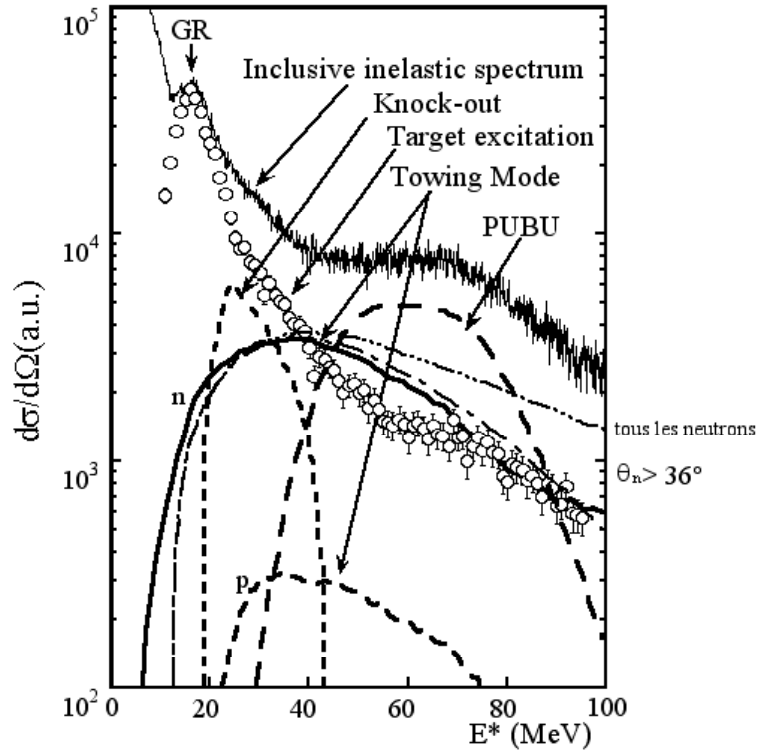


Fig.4.9 : Spectre inélastique inclusif (histogramme) déconvolué en différentes contributions. Excitation de la cible (cercles blancs), knock-out, pick-up break-up et towing mode de neutrons et de protons.

au-delà de 80 MeV. Nous avons également montré dans l'analyse que la composante à basse énergie est en coïncidence avec les protons émis dans la direction du recul montrant ainsi



qu'il s'agit bien du mécanisme de knock-out dans lequel un nucléon du projectile a interagit avec un nucléon de la cible. Finalement le spectre totalement déconvolué de toutes ses composantes, excitation de la cible, towing-mode de neutron et de proton, knock-out et pick-up break-up de neutron est présenté sur la figure 4.9.

4.8 Application du calcul à la réaction $^{90}\text{Zr} (^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar}')$

Nous allons dans ce chapitre extraire la contribution du towing mode dans la réaction $^{90}\text{Zr} (^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar}')$. Lors des premières expériences de diffusions inélastiques réalisées en mode inclusif, où seul l'éjectile était mesuré, des structures, situées à hautes énergies d'excitation ont été observées. La figure 4.10 présente le spectre inélastique pour la réaction $^{90}\text{Zr} (^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar}')$ à 44 MeV par nucléon extrait de la réf. [bea88]. Ces structures étaient des candidats pour des états de multiphonons, mais la polémique persistait sur leur origine. Etaient-ce des états d'excitation de la cible ou des structures produites par un mécanisme de réaction tel que le pick-up break-up. Dans ce dernier cas, l'énergie des structures observées est directement reliée à l'énergie incidente du projectile [blu87]. Les expériences effectuées à deux énergies cinétiques incidentes, 44 et 41 MeV par nucléon, ont montré que les structures ne se déplaçaient pas en énergie et qu'elles n'étaient donc pas reliées à ce mécanisme de pick-up break-up. Cependant, les études présentées sur le ^{40}Ca ainsi que les calculs des états de multiphonon, semblent montrer qu'au-delà de l'énergie d'excitation du deuxième phonon, le nombre d'états de multiphonon est tel que nous n'attendons pas d'observer de structure à hautes énergie d'excitation. Déjà, pour le troisième phonon quadrupolaire dont nous avons signé l'existence par sa décroissance caractéristique, aucun excès de section efficace n'a pu être observé sous la forme de structures apparentes dans le spectre inélastique.



Fig. 4.10 : Spectre inélastique inclusif pour la réaction $^{90}\text{Zr} (^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar}')$ à 44 MeV par nucléon. L'histogramme représente la contribution du pick-up break-up et de l'excitation des états de la cible situés en dessous de 20 MeV.

Mais qu'en est-il de la contribution du mécanisme de towing mode au spectre inélastique ? Prédit-il des énergies de particule émise pouvant donner de telles structures? Quelle en serait leur évolution avec l'énergie incidente ? Nous avons effectué le calcul TDSE pour une fonction d'onde de moment angulaire 1g, derniers neutrons liés dans le ^{90}Zr , pour la réaction



$^{90}\text{Zr} (^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar}')$ à 44 MeV par nucléon et extrait la contribution du towing mode au spectre inélastique inclusif. L'évolution des 9 projections du moment angulaire $l=4$ sont calculées pour les paramètres d'impact allant de 9 à 15 fm puis sommées et le spectre en énergie du neutron initialement dans la couche 1g et arraché à la cible de Zr est présenté sur la figure 4.11, décalé de l'énergie de liaison d'un neutron ($S_n=12$ MeV) (spectre en trait tireté). Ce spectre présente des structures et une somme avec la contribution simulée du pick-up break-up d'un neutron reproduit bien une partie du spectre expérimental. La position en énergie de ces structures ne dépend pas au premier ordre de l'énergie incidente du projectile. Un calcul effectué pour une énergie incidente de 41 MeV par nucléon présente

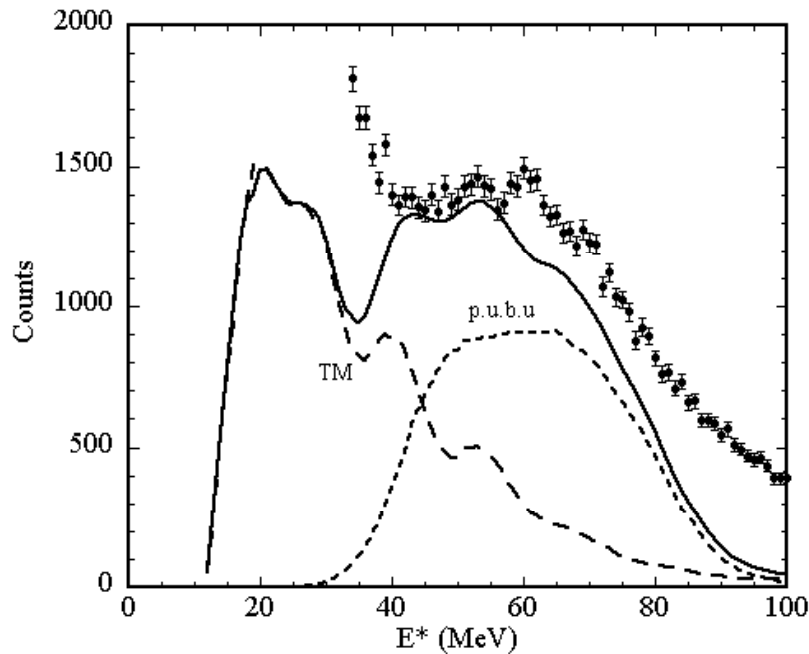


Fig.4.11 : Spectre inélastique inclusif pour la réaction $^{90}\text{Zr} (^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar}')$ à 44 MeV par nucléon. Points avec barres d'erreurs : données expérimentales. Le spectre en trait plein est la somme de la contribution du mécanisme de pick-up break-up d'un neutron (traits tiretés) et du mécanisme de towing mode appliqué à un neutron sur la couche 1g et pour les paramètres d'impact allant de 9 à 15 fm (traits tiretés).

les mêmes structures aux mêmes positions. D'après ce calcul, les structures situées à 42 et 50 MeV proviendraient de l'émission d'un neutron de la couche 1g du ^{90}Zr par le mécanisme de towing mode. D'autres calculs seront effectués pour prendre en compte l'émission de towing mode des neutrons situés dans les autres couches occupées par nucléons périphériques. Cependant l'apparition des structures semble liée au grand moment angulaire initial du neutron. Un calcul identique pour des neutrons des couches externes du ^{40}Ca ne présente aucune structure à ces énergies incidentes. Nous avons effectué également le calcul à trois énergies incidentes dans le cas de la réaction $^{90}\text{Zr} (^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar}')$, 30, 44 et 80 MeV par nucléon, pour 9 fm de paramètre d'impact uniquement et pour les 9 projections du moment angulaire, et nous voyons sur la figure 4.12 la faible variation des positions des structures observées.

4.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit en détail tous les mécanismes de réaction participant avec une section efficace mesurable à la voie inélastique. Un nouveau mécanisme de réaction a été mis en évidence et baptisé towing mode. Sa contribution se situe au-delà de 20 MeV dans le spectre d'énergie d'excitation et donne lieu à l'émission de particule, proton ou neutron, à des



angles privilégiés. Pour des particules initialement dotée d'un grand moment angulaire, nous avons montré que, à travers un calcul de résolution de l'équation de Schrödinger dépendant du temps qui va être présenté dans le chapitre suivant, la contribution de ce mécanisme peut présenter des structures semblables à ce qui avait été observé dans des expériences de diffusion inélastique inclusive, en particulier pour le ^{90}Zr dont les derniers neutrons occupent une couche de haut moment angulaire. Cet effet n'est pas observé dans les calculs pour des particules initialement de faible moment angulaire. On peut noter également que les résultats du chapitre précédent concluant à l'observation des états multiphonons ne sont pas remis en cause. La décroissance du deuxième phonon se fait par l'émission de deux nucléons ce qui est confirmé par les spectres d'énergie manquante présentés et les événements conduisant à l'observation de la décroissance du troisième phonon comportent trois protons. Quant au mécanisme de towing mode, celui-ci ne donne lieu à l'émission que d'une seule particule.

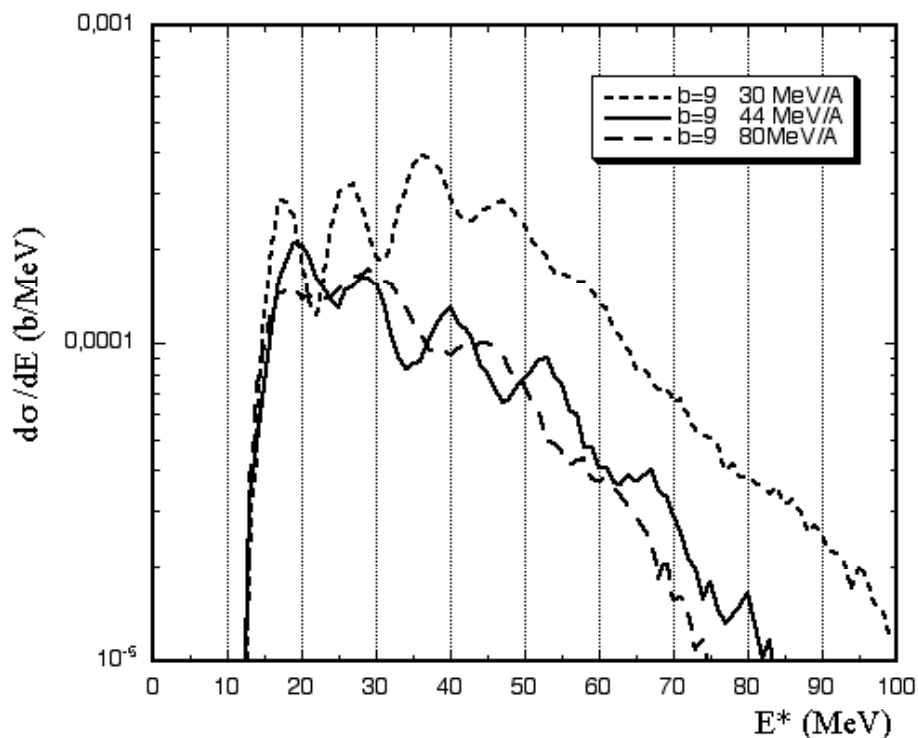


Fig.4.12 : Contribution du mécanisme de towing mode au spectre inélastique pour trois énergies incidentes et pour 9 fm de paramètre d'impact uniquement.

Pour mieux comprendre le mécanisme de towing mode, nous allons maintenant décrire le calcul TDSE utilisé et prédisant l'évolution d'une fonction d'onde à une particule dans le noyau cible au passage d'un autre noyau, le projectile. Nous allons montrer comment nous avons appliqué ce calcul à la cassure des noyaux à halo comme le ^{11}Be et nous verrons quelles sont les applications possibles de ce type de calcul pour l'extraction d'information de structure nucléaire et notamment pour les corrélations entre particules.





5. Le calcul TDSE élaboré

Dans ce chapitre, c'est le point de vue de l'expérimentateur qui va être exposé. Certaines précisions pourront donc manquer, et certains détails sembleront des trivialités pour un théoricien habitué à ce genre de calcul.

5.1 Description du calcul

Nous avons développé, en collaboration avec des chercheurs du GANIL et du LPC de Caen, un calcul TDSE (Time Dependent Schrödinger Equation) à trois dimensions, appliqué à une fonction d'onde à une particule plongée dans un potentiel variable [lac99]. Celui-ci permet ainsi de prédire l'évolution de la fonction d'onde au cours du temps et d'en déduire la fraction qui a été émise ainsi que toutes ses caractéristiques.

Tout d'abord nous allons déterminer les fonctions d'onde propre du potentiel de la cible en résolvant l'équation de Schrödinger statique, puis nous trouverons une solution à l'équation de Schrödinger dépendante du temps.

L'équation statique de Schrödinger s'écrit :

$$H_0 |j\rangle = \frac{\hat{p}^2}{2m} + V_T(r - r_T) |j\rangle = e |j\rangle \quad \text{Eq.1}$$

elle a été résolue en diagonalisant l'Hamiltonien dans le repère sphérique sur un réseau de 1500 points avec un pas de 0.02 fm avec pour potentiel de la cible un Wood-Saxon qui s'écrit :

$$V_T(r) = \frac{V_0}{(1 + e^{\frac{r - r_T}{a_0}})} \quad \text{Eq.2}$$

où V_0 est la profondeur du potentiel exprimé en MeV, r_T le rayon du potentiel égal à :

$$r_T = r_0 \cdot A^{1/3} \quad \text{Eq.3}$$

et a_0 la diffusivité du potentiel. Une partie décrivant le potentiel Coulombien peut être ajoutée dans le cas d'une fonction d'onde d'un proton.

La diagonalisation nous donne les états propres, fonction d'onde, et les valeurs propres, leur énergie de liaison.

Ensuite nous plaçons la fonction d'onde propre sur un réseau cartésien à trois dimensions de dimension $64 \times 64 \times 64 \text{ fm}^3$ avec un pas de réseau de 0.5 fm. La fonction d'onde se trouve dans la cible au centre du réseau et le potentiel du projectile vide et à une distance initiale telle qu'elle ne perturbe pas le nucléon. L'équation s'écrit alors pour chacun des axes x, y et z :

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\varphi(x, y, z, t)\rangle = \left(\frac{\hat{p}^2}{2m} + V_T(r - r_T(t)) + V_P(r - r_P(t)) \right) |\varphi(x, y, z, t)\rangle \quad \text{Eq.4}$$



où V_T et V_P sont les potentiels de la cible et du projectile et r_T et r_P les positions respectives de la cible et du projectile.

Une solution de cette équation est donnée par :

$$|\varphi(t + \Delta t)\rangle = e^{-\frac{i\Delta t}{\hbar} \left(\frac{p^2}{2m} + V_T(r - r_T(t)) + V_P(r - r_P(t)) \right)} |\varphi(t)\rangle \quad \text{Eq.5}$$

pour un petit pas en temps Δt . La méthode utilisée est celle du « split operator » dans laquelle l'exposant est découpé en trois parties, la moitié de la partie cinétique, le terme potentiel, et l'autre moitié de la partie cinétique. Cette méthode est exacte jusqu'au deuxième ordre. Elle est plus rapide (en temps de calcul) et précise qu'une méthode basée sur l'expansion de Taylor de l'opérateur d'évolution. L'équation s'écrit alors :

$$|j(t + \Delta t)\rangle = e^{-\frac{i\Delta t}{\hbar} \frac{p^2}{4m}} \cdot e^{-\frac{i\Delta t}{\hbar} (V_T(r - r_T(t)) + V_P(r - r_P(t)))} \cdot e^{-\frac{i\Delta t}{\hbar} \frac{p^2}{4m}} |j(t)\rangle \quad \text{Eq.6}$$

Les opérateurs exponentiels sont de simples facteurs multiplicatifs pour autant que la fonction d'onde soit exprimée dans la base qui convient. Ainsi pour le terme cinétique la fonction d'onde doit être exprimée dans la base des impulsions alors que pour le terme potentiel la fonction d'onde doit être exprimée dans la base des positions.

Cette opération est répétée autant de fois que nécessaire pour obtenir l'état de la fonction d'onde au temps désiré. La stabilité de la solution a été testée avec la valeur du pas en temps Δt de 1.7 fm/c.

La trajectoire du projectile, et de la cible qui recule, suivent celles d'une diffusion coulombienne pour laquelle les charges des deux noyaux sont prises en compte. Ce traitement de la trajectoire est responsable de l'excitation coulombienne du nucléon par rapport au cœur dont il subit le champ moyen. Dans le cas d'un noyau peu lié, il peut provoquer le break-up Coulombien comme dans le cas du ^{11}Be que nous verrons plus loin. Le calcul de la trajectoire est effectué à l'aide de l'algorithme de Runge-Kutta.

Il est à noter que la fonction d'onde $|\Psi\rangle$, qui est un état propre de l'Hamiltonien statique, exprimée dans la base sphérique n'est plus un état propre de ce même Hamiltonien lorsqu'il est exprimé dans le repère cartésien mais est une combinaison linéaire des états propres de ce dernier $|\varphi_\alpha\rangle$.

$$|y\rangle = \sum_a \bar{A}_a c_a |j_a\rangle \quad \text{Eq.7}$$

Pour obtenir les fonctions propres dans le repère cartésien il faut alors effectuer une évolution dite en temps imaginaire des fonctions propres du repère sphérique exprimées dans le repère cartésien. Cette méthode consiste à appliquer sur la fonction d'onde l'opérateur d'évolution en remplaçant le temps Δt par $i\Delta t$ tel que :

$$e^{(-iH_0(-i\Delta t))} |y\rangle = e^{(-iH_0(-i\Delta t))} \sum_a \bar{A}_a c_a |j_a\rangle = \sum_a \hat{A}_a c_a e^{-iE_a(-i\Delta t)} |j_a\rangle \quad \text{Eq.8}$$

L'évolution en temps imaginaire favorise l'état le plus lié, celui pour lequel le facteur exponentiel est le plus grand puisque son énergie de liaison E_α est la plus grande en valeur absolue. Si la fonction d'onde considérée n'est pas l'état de plus basse énergie, il faut alors faire évoluer toutes les fonctions d'onde d'énergies égales et inférieures à l'état voulu et



projeter régulièrement au cours de l'évolution sur les états plus liés à la fonction d'onde considérée et les lui soustraire. Il faut également normaliser la fonction d'onde à chaque pas en temps car cette transformation n'est pas unitaire. Pour obtenir la fonction d'onde 1p d'un Hamiltonien exprimé dans un repère cartésien, on fait évoluer les fonctions d'onde propres 1s et 1p de ce même Hamiltonien, calculées dans le repère sphérique et exprimées dans le repère cartésien. Ces deux fonctions propres du repère sphérique ont une grande composante de la vraie fonction propre dans le repère cartésien ce qui rend les convergences plus rapides. Mais en principe on pourrait partir de n'importe quelle fonction d'onde et l'on convergerait vers les vraies fonctions propres avec cette méthode. A chaque pas en temps, on projette la fonction d'onde 1p ainsi obtenue sur la fonction 1s qu'on a aussi fait évoluer. Puis on lui soustrait la contribution de 1s et l'on normalise la fonction d'onde. Pour la fonction d'onde 1s la nouvelle fonction obtenue est plus proche de la vraie fonction propre 1s du repère cartésien, et on ne fait que la renormaliser avant de continuer. On calcule les énergies de liaison de ces fonctions d'onde et l'on itère l'évolution jusqu'à ce que ces énergies n'évoluent plus. Nous avons alors trouvé les deux fonctions propres 1s et 1p de l'Hamiltonien dans le repère cartésien.

5.2 Résultat du calcul

Un exemple des calculs d'évolution (en temps réel cette fois ci) est présenté dans la figure 5.1 avec l'évolution de la densité de probabilité d'un neutron initialement dans une cible de ^{58}Ni et lié par environ 8 MeV lorsqu'un projectile d' ^{40}Ar est diffusé avec un paramètre d'impact de 10 fm. Le calcul est effectué pour une trajectoire rectiligne (sans potentiel Coulombien) et est présenté à différents instants de la collision. Le calcul commence à $t=0$ fm/c lorsque le projectile se trouve à une distance de 10 fm sur l'axe qui longe la trajectoire. Lorsque le potentiel nucléaire du projectile se trouve près de la fonction d'onde du nucléon dans la cible, une fraction de celle-ci est happée par le potentiel ($t=50$ fm/c). A l'énergie incidente autour de 44 MeV/A une grande fraction de la partie de la fonction d'onde qui est passée dans le potentiel du projectile ne suit pas ce dernier et est émise dans le continuum comme cela a été observé expérimentalement : c'est le Towing Mode.

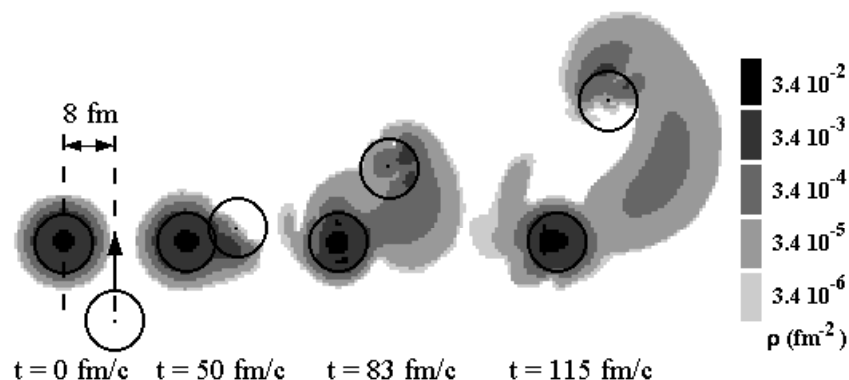


Fig.5.1 : Evolution de la densité de probabilité d'une fonction d'onde d'un neutron initialement en 2p dans le ^{58}Ni lors du passage d'un projectile de ^{40}Ar . Les cercles représentent la cible à l'arrêt dans le laboratoire et le projectile dont l'énergie incidente est de 44 MeV par nucléon. Au cours de l'évolution une partie de la fonction d'onde plonge dans le potentiel du projectile et est émise dans le continuum.

A plus haute énergie incidente une plus faible fraction de la fonction d'onde aurait le temps de plonger dans le potentiel et ne serait traînée par celui-ci que pendant un plus court instant. La conséquence serait que l'émission du nucléon se ferait à plus grand angle dans le laboratoire (plus proche de 90 degrés). Inversement, pour une énergie incidente plus faible, une plus grande fraction de la fonction d'onde serait transférée et resterait dans le potentiel du



projectile pendant un temps plus long jusqu'à faire partie du projectile. Dans ce cas, l'émission se ferait aux angles plus avant, voire même autour de la vitesse du projectile. C'est le pick-up break-up. Cependant le principe d'exclusion de Pauli n'étant pas présent dans notre calcul, les résultats que donnerait le calcul dans le cas d'un transfert complet du nucléon doivent être considérés avec précaution.

Ce calcul effectué pour la collision ^{40}Ar sur ^{58}Ni à 44 MeV par nucléon reproduit parfaitement les distributions de particules mesurées dans ces réactions entre ions stables ainsi que les spectres en énergie de ces particules et le spectre en énergie d'excitation apparente (cf. fig.4.8). La figure 5.2 présente le résultat de ces calculs pour la distribution angulaire des neutrons et le bon accord lorsque la fonction d'onde est initialement un état 2p comme c'est le cas pour le dernier nucléon lié du ^{58}Ni . On observe également dans les résultats de ces calculs que la distribution angulaire du neutron émis dépend du moment angulaire initial. Plus il est grand, plus la particule est émise à grand angle. Des calculs effectués pour des projections particulières de ces fonctions d'onde ont montré que, à ces énergies cinétiques incidentes, c'est la partie de la fonction d'onde qui tourne à l'encontre du mouvement relatif qui est responsable de l'émission dans le continuum. Au contraire, la partie de la fonction d'onde tournant dans le même sens que le mouvement relatif conduit à un transfert vers le projectile. Il faut donc, à 50 MeV par nucléons d'énergie cinétique, avoir un anti-matching des moments angulaires pour être émis dans le continuum et un matching pour être transféré tel que l'avait montré D.Brink.

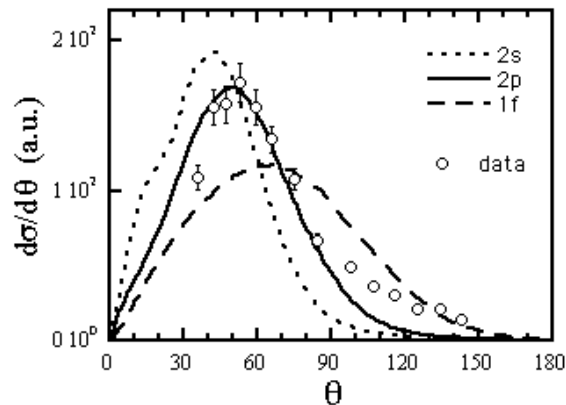


Fig.5.2: Distribution angulaire de neutron dans la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ à 44 MeV par nucléon (cercles). Prédiction du calcul TDSE pour trois fonctions d'onde.

5.3 Application au break-up du ^{11}Be

Les expériences étudiant le break-up des noyaux à halo ont montré une large composante d'émission de neutrons aux grands angles encore mal expliquée. Ceci nous a suggéré d'adapter nos calculs à ce type de noyaux et nous les avons appliqué à la cassure du noyau à halo de ^{11}Be [fal02-2]. La fonction d'onde du neutron du halo n'est liée que par 0.5 MeV pour ce noyau, et le passage du repère sphérique au repère cartésien nécessite l'évolution par la méthode du temps imaginaire pour trouver les états propres et les valeurs propres dans ce repère. De plus, la cassure par le champ coulombien est très importante pour une fonction d'onde si faiblement liée. En effet, l'accélération du cœur de ^{10}Be le long de la trajectoire peut provoquer la dissociation avec le neutron du halo. Par conséquent une trajectoire coulombienne a été utilisée. Les distributions angulaires expérimentales des neutrons présentées dans la réf.[ann94] pour les réactions de break-up du ^{11}Be sur trois cibles (Au, Ti et



Be) sont présentées dans la figure 5.3 ainsi que les calculs TDSE. Ces calculs, qui reproduisent très bien les spectres expérimentaux en sections efficaces absolues sur plus de trois ordres de grandeur (courbes en trait plein), ont été effectués dans plusieurs régions en paramètres d'impact. Ils montrent que les émissions à grand angle n'existent que pour les petits paramètres d'impact démontrant ainsi que les émissions de neutron aux grands angles (>30 degrés) sont dues au potentiel nucléaire de la cible et sont caractéristiques donc du towing mode.

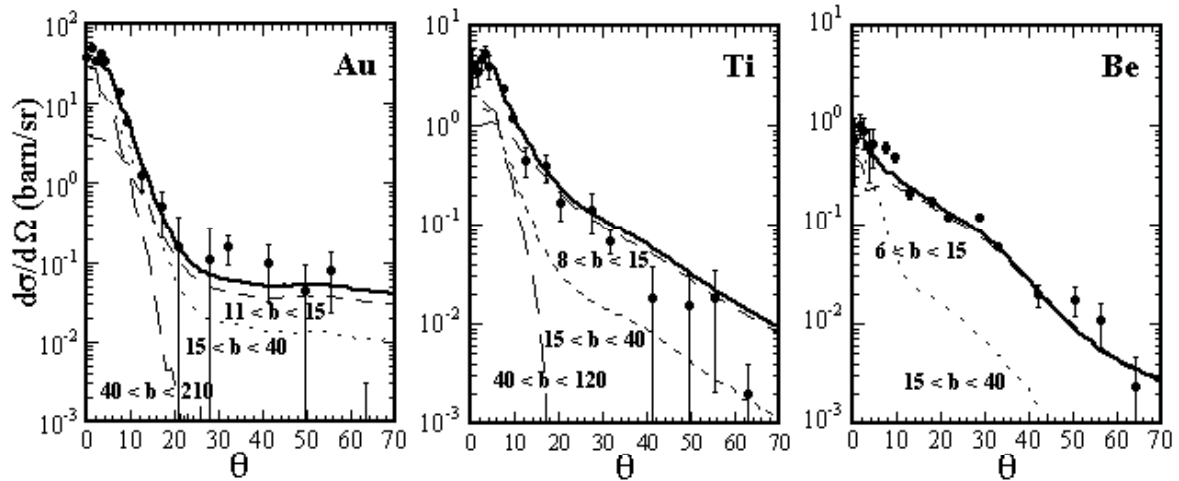


Fig.5.3 : Distributions angulaires de neutron émis dans la collision du ^{11}Be avec les cibles d' ^{197}Au , de ^{48}Ti et de ^9Be et mesurés par Rémi Anne et al. [ann94] (cercles noirs). Résultat des calculs TDSE effectués pour ces réactions. Les courbes en traits tiretés et en pointillés sont le résultat des calculs pour différentes tranches en paramètres d'impact (voir figures). La courbe en trait plein est le calcul total sommé sur tous les paramètres d'impact.

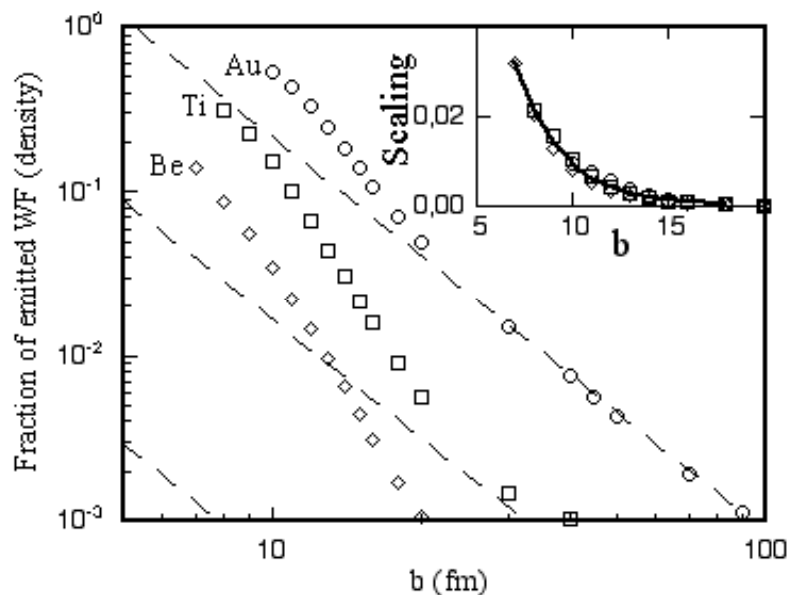


Fig.5.4 : Fraction (Frac) de la fonction d'onde $2s$ émise en fonction du paramètre d'impact et pour les trois cibles, Au (cercles), Ti (carrés) et Be (losanges). Les lignes en pointillé sont des ajustements aux données pour les grands paramètres d'impact avec la formule αb^β . Insert : scaling de $\text{Frac} \propto b^\beta$ avec $A^{2/3}$ ajusté avec une fonction $e^{-\gamma b}$ (voir texte).

Pour les grands paramètres d'impact, là où seul le potentiel Coulombien influe, les neutrons sont émis aux angles avant, en dessous de 20 degrés, avec une section efficace d'autant plus



grande que la cible à un nombre de charge grand. C'est le break-up Coulombien qui domine pour les cibles lourdes.

La fraction ($Frac = \int d^3r |\psi_{emitted}|^2$) de fonction d'onde émise en fonction du paramètre d'impact est présentée dans la figure 5.4 pour les trois cibles. Nous observons, dans le cas de la cassure avec la cible d'Au, un changement de comportement de $Frac$ autour de 30 fm. Au-delà de ce paramètre d'impact, le halo ne ressent plus le potentiel nucléaire de la cible et seul le potentiel coulombien est responsable de la cassure du halo. Nous avons ajusté cette région sur les calculs effectués pour les cibles de Ti et d'Au à l'aide de la formule αb^β où α est une fonction quadratique de la charge de la cible ($\alpha = 0.0088 Z^2$) et $\beta = -2.4$. La même fonction a été supposée pour la cible de Be. Nous avons extrapolé cette contribution coulombienne aux petits paramètres d'impact et l'avons soustraite de la fraction $Frac$ pour extraire la contribution de la cassure nucléaire. En effet, après une renormalisation du résultat par la section de la cible, nous obtenons une quantité appelée $Scaling = (Frac - \alpha b^\beta) / A^{2/3}$, qui ne dépend plus de la cible. Ceci montre que la section efficace a une dépendance en $A^{2/3}$ comme il est attendu pour une émission nucléaire [kob89]. Nous avons montré qu'il y a une bonne séparation entre les effets nucléaires et coulombiens dans notre calcul. Une telle séparabilité, qui est une hypothèse dans le cadre des calculs perturbatifs, n'est à priori pas naturelle dans notre cas où les deux effets sont pris en compte en même temps et peuvent donc interférer.

Ce calcul a également été appliqué à la cassure du ^{18}Ne par émission d'un proton, et montre qu'une grande fraction de la réaction $^9\text{Be} (^{18}\text{Ne}, ^{17}\text{F} + p)$ que nous avons mesurée au GANIL provient du mécanisme de towing mode.

5.4 Conclusion

Une description de l'émission dans le continuum a été réalisée à travers un calcul résolvant l'équation de Schrödinger dépendant du temps pour une fonction d'onde d'un nucléon. Ce calcul permet d'extraire la contribution de la cassure à travers l'interaction avec le potentiel coulombien et nucléaire du noyau perturbateur. Ce calcul, qui décrit la diffraction ou plutôt la réfraction de l'onde par le potentiel nucléaire, inclut toutes les excitations à une particule où la particule est celle dont on fait évoluer la fonction d'onde. En revanche, ce calcul ne prend pas en compte les excitations des noyaux résiduels, ni les collisions nucléon-nucléon et la trajectoire classique ne permet pas de conserver l'énergie. Cependant, nous avons montré que ce calcul TDSE reproduit très bien les émissions de particules telles qu'observées expérimentalement dans les réactions de diffusion inélastique entre ions lourds. Appliqué au break-up du noyau à halo de ^{11}Be il reproduit parfaitement les sections efficaces absolues mesurées sur trois ordres de grandeur. L'émission de neutron aux grands angles dans la réaction $^{48}\text{Ti} (^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + n)$ est attribuée au break-up nucléaire. Le calcul TDSE permet de mieux appréhender la dynamique de la cassure nucléaire et il prédit une asymétrie dans la corrélation angulaire entre le cœur de ^{10}Be et le neutron émis. Pour rendre compte expérimentalement de cette asymétrie une nouvelle expérience a été réalisée dans laquelle l'angle d'émission du ^{10}Be a été mesuré en coïncidence avec les neutrons. Cette expérience très complète dans laquelle les émissions de photons gamma ont également été mesurées est présentée dans le chapitre suivant.



6. La nouvelle expérience $^{48}\text{Ti} (^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + n + \gamma)$

6.1 Introduction

Nous avons réalisé une expérience au GANIL pour mesurer le break-up du ^{11}Be en détectant le cœur de ^{10}Be en coïncidence avec les neutrons émis aux grands angles ainsi que les photons. Cette expérience avait pour but de mettre en évidence le mécanisme de towing mode dans la cassure du ^{11}Be , et de nous permettre de savoir si ce mécanisme peut nous apporter des informations sur le moment angulaire initial du neutron émis pour en extraire des facteurs spectroscopiques.

Plusieurs expériences ont été dédiées à l'extraction du facteur spectroscopique de l'état 2s dans le fondamental du ^{11}Be . Une revue est présentée dans la réf.[han01]. Les expériences de transfert $p(^{11}\text{Be}, d)$ [for99, win01] ont extrait des valeurs allant de 40 à 80 % pour le neutron de la couche 2s. Le fondamental du ^{11}Be serait alors composé d'un mélange entre un neutron sur la couche 2s couplé à un cœur froid de ^{10}Be et d'un neutron sur la couche 1d couplé à un cœur de ^{10}Be déformé. Une expérience de transfert plus ancienne [zwi79] trouve une valeur de 36% pour l'état 2s. Une expérience break-up réalisée au MSU [aum00] a elle extrait une valeur de 74%. Palit et al. [pal03] ont extrait une valeur de 61% pour cette état 2+ lors d'une expérience de break-up réalisée au GSI à 520 MeV par nucléon. La diversité de ces résultats nous laisse à penser que le débat n'est pas clos et nous avons essayé, à travers l'étude de notre réaction de break-up aux énergies GANIL et à l'aide du code TDSE d'extraire ces facteurs spectroscopiques. En sélectionnant les événements sans émission de photon gamma pour lesquels le neutron est dans un état 2s et les événements en coïncidence avec le gamma de 3.37 MeV de la décroissance du coeur déformé couplés à un neutron dans la couche 1d on mesurera les distributions angulaires et en énergie de ces neutrons. Ces mesures, couplées à des calculs prenant en compte la fonction d'onde 2s et 1d du neutron, nous diront la possibilité d'utiliser ce mécanisme de réaction comme un outil spectroscopique pouvant nous renseigner sur la fonction d'onde du neutron dans le noyau exotique.

6.2 Dispositif expérimental

Le schéma du dispositif expérimental est présenté sur la figure 6.1. Le spectromètre SPEG a été utilisé avec sa détection standard. Les ^{10}Be issus du break-up du faisceau secondaire de ^{11}Be ont été détectés de 0 à 2.5 degrés de part et d'autre du faisceau et leur angle d'émission ainsi que leur énergie cinétique ont été reconstruits. Les neutrons ont été détectés dans 30 scintillateurs liquides, en partie de l'ensemble Nord-Ball, disposés à des angles allant de 5 degrés à 95 degrés dans le laboratoire [gre97]. 74 BaF_2 du Château de Cristal entouraient la cible pour la détection des photons gamma. Ils étaient disposés verticalement au-dessus et en-dessous de la cible à une distance d'environ 30 cm de celle-ci.

Le faisceau de ^{11}Be a été produit par fragmentation d'un faisceau primaire de ^{13}C sur une cible de carbone dans le dispositif SISSI. La faisceaologie a été adaptée pour obtenir une faible divergence angulaire sur la cible, permettant ainsi la mesure de l'angle d'émission du ^{10}Be après cassure sans l'utilisation de détecteurs de faisceau. 80000 ^{11}Be ont été produit à une énergie cinétique de 41 MeV par nucléon et conduit sur la cible de ^{48}Ti de 115 mg/cm^2 .



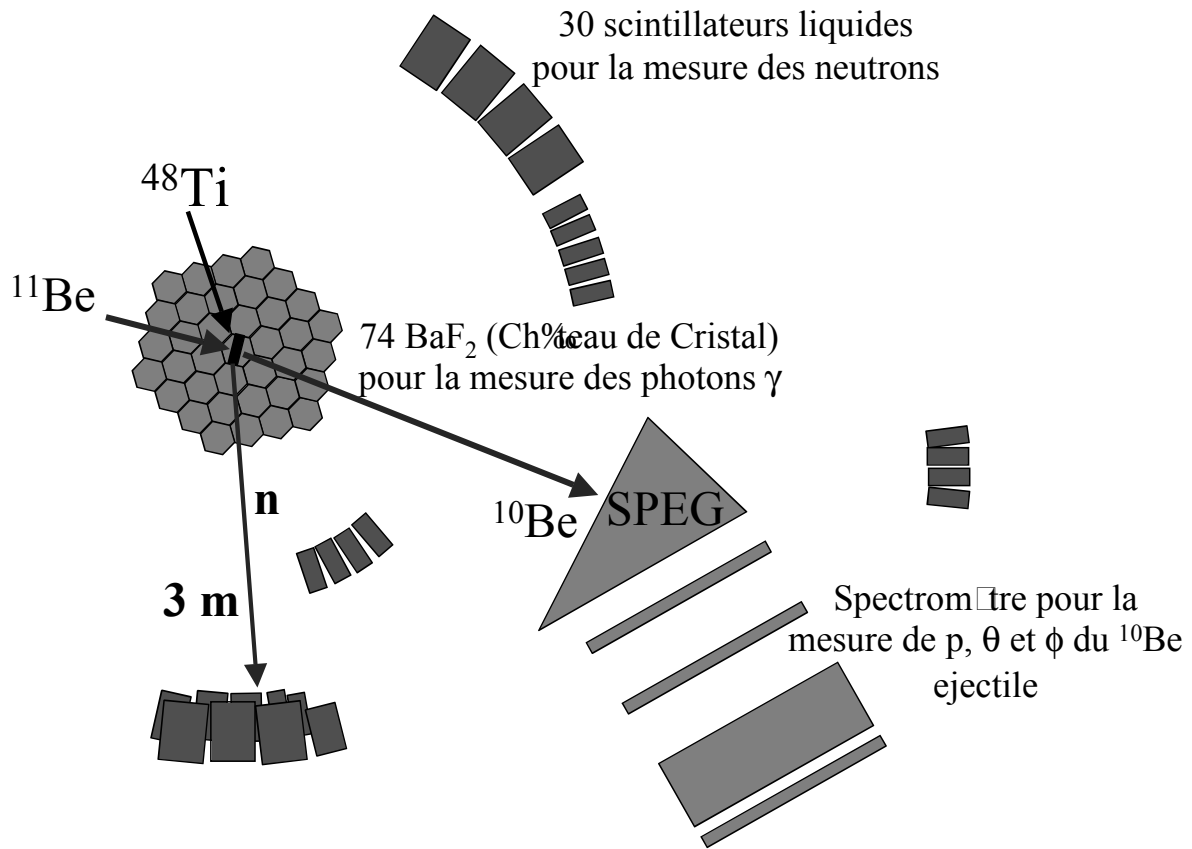


Fig.6.1 : Dispositif expérimental de l'expérience $^{48}\text{Ti}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + n + \gamma)$.

6.3 Distributions angulaires et corrélation

La distribution angulaire des neutrons en coïncidences avec un ^{10}Be est présentée dans la figure 6.2 en même temps que les anciennes données. Nos nouvelles données sont en bon accord avec la mesure précédente avec une statistique accrue pour les neutrons émis aux grands angles. Le calcul TDSE est également représenté et reproduit bien les données expérimentales.

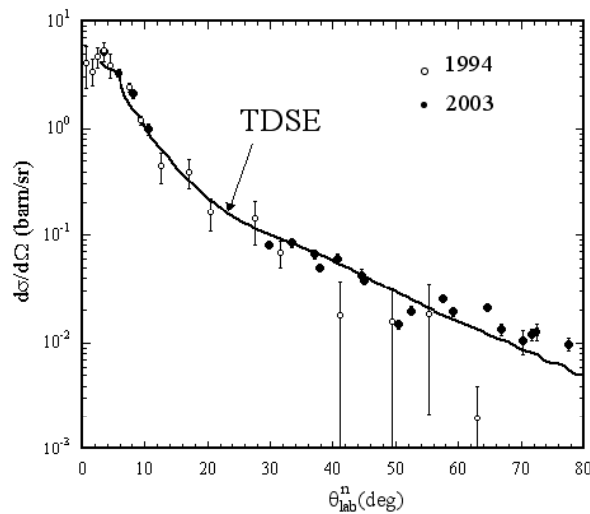


Fig.6.2 : Distribution angulaire des neutrons dans la réaction $^{48}\text{Ti}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + n)$ (cercles noirs) comparée aux données de 1994 (cercles blancs) et au calcul TDSE (trait plein).



Ce calcul décrit la dynamique du break-up et prédit une corrélation spécifique entre l'angle de diffusion du cœur et l'angle d'émission du neutron. L'utilisation du spectromètre SPEG permet de connaître l'angle de diffusion de l'éjectile, le ^{10}Be , et de construire des distributions angulaires des neutrons lorsque ce dernier est émis du même côté du faisceau incident que le neutron ou du côté opposé (cf. Fig.6.3). La comparaison avec les prédictions théoriques est relativement bonne, bien que pas parfaite, mais confirme tout de même la dynamique de la cassure par le potentiel nucléaire de la cible de Ti du neutron du halo du ^{11}Be et la bonne description par le modèle TDSE.

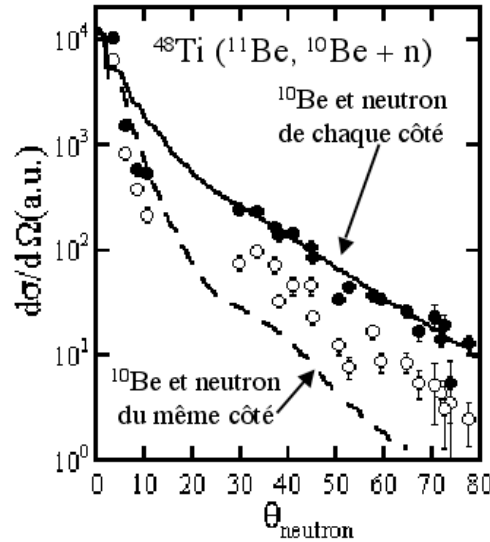


Fig.6.3 : Distribution angulaire des neutrons lorsque le neutron et le ^{10}Be sont détectés de part et d'autre du faisceau (points noirs) ou du même côté (cercles blancs). Les calculs TDSE extraits dans les mêmes conditions sont présentés par les courbes en traits tiretés.

6.4 Spectres gamma

Le spectre des photons gamma détectés en coïncidence avec un ^{10}Be est présenté dans la figure 6.4. Plusieurs pics sont visibles et correspondent aux transitions montrées dans la figure insérée et également observées dans la réf.[aum00]. À 3.37 MeV, la décroissance de l'état 2^+

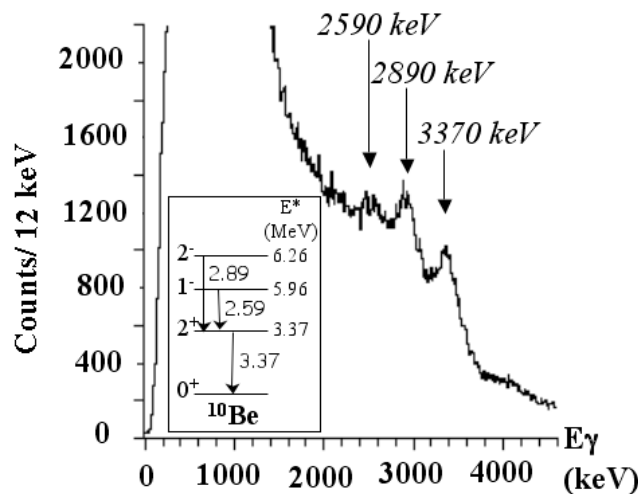


Fig.6.4 : Spectre expérimental en énergie centre de masse des photons gamma en coïncidence avec un ^{10}Be . En insert, les états et les transitions correspondantes aux photons gamma observés.



du ^{10}Be est observée. Celle-ci peut correspondre à la fraction du fondamental composée de l'état 2^+ du cœur couplé à un neutron dans l'état $1d$. À plus basses énergies, 2.59 MeV et 2.89 MeV, les transitions des états 2^- et 1^- vers l'état 2^+ sont présentes. Elles correspondent au réaménagement des nucléons du cœur lorsqu'un neutron de la couche $1p$ est enlevé.

Ce même spectre a été extrait pour les événements de triple coïncidence où les photons gamma sont détectés avec un ^{10}Be dans SPEG et un neutron dans les détecteurs de particules (fig.6.5). Le pic à 3.37 MeV est toujours très visible ainsi qu'une large bosse en dessous de 3 MeV pouvant correspondre aux états mentionnés précédemment, cependant, la statistique est très faible et ne permet pas de pouvoir extraire des informations sur les neutrons en coïncidence avec l'état à 3.37 MeV. Nous allons, par la suite, sélectionner tous les événements triples pour des photons gamma d'énergie comprise entre 1 et 4 MeV. En effet, la simulation par le code GEANT montre que la majeure partie des photons gamma de 3.37 MeV détectés est comprise dans le fond Compton situé à plus basse énergie.

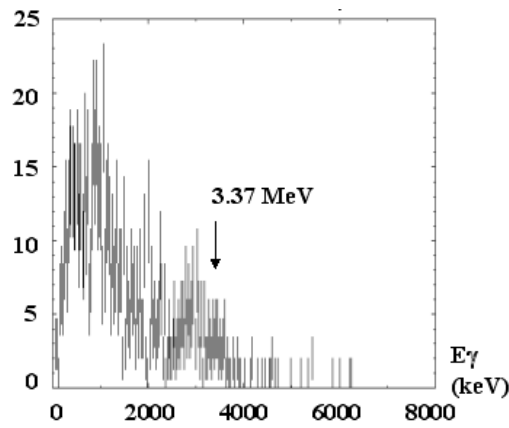


Fig.6.5 : Spectre en énergie des photons gamma en coïncidence avec un ^{10}Be et un neutron.

6.5 Spectres en énergie des neutrons

Les spectres en énergie des neutrons ont été extraits pour les événements avec et sans émission d'un photon gamma. Les données en coïncidence avec un gamma entre 1 et 4 MeV proviennent des événements triples. Les données où seul un ^{10}Be et un neutron sont détectés correspondent à une somme des événements pour lesquels aucun photon gamma n'a été émis et où un photon gamma a été émis mais n'a pas été détecté. Pour extraire le spectre en énergie des neutrons lorsqu'aucun photon gamma n'a été émis il faut donc soustraire à ce dernier spectre la contribution des événements triples en prenant en compte l'efficacité des détecteurs gamma. Ces deux spectres sont présentés dans la figure 6.6. Lorsque aucun gamma n'est émis nous observons alors un neutron venant de l'état $2s$ couplé au cœur de ^{10}Be froid. Cette distribution est parfaitement reproduite par le calcul TDSE effectué pour un neutron dans l'état $2s$. Le facteur spectroscopique pourra alors être extrait en comparant directement les sections efficaces expérimentale et calculée.



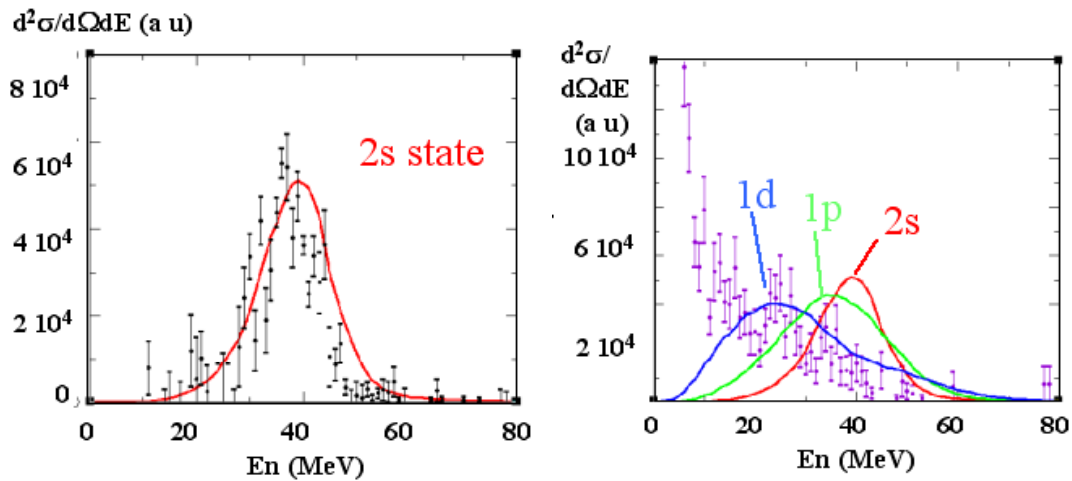


Fig.6.6 : Spectre en énergie des neutrons en coïncidence avec un photon gamma (droit) et lorsque aucun gamma n'a été émis (gauche).

En coïncidence avec un photon gamma, l'énergie des neutrons n'est plus centrée à 40 MeV comme précédemment mais présente une large contribution à plus basse énergie. Une contribution de très basse énergie (autour de 5 MeV) provient des neutrons émis par la cible. Les calculs TDSE ont été effectués pour plusieurs moments angulaires du neutron émis initialement lié par 500 keV. La contribution de l'état 1d est la plus proche des données expérimentales centrées autour de 25 MeV d'énergie cinétique. Le calcul pour l'état 2s ne reproduit pas la distribution observée ce qui était attendu puisque le gamma émis est le signe d'un cœur excité. La contribution de l'état 1p calculée se trouve elle aussi à trop haute énergie, cependant, il est à noter que si le neutron détecté vient de l'état 1p du cœur, il est lié par 6.2 MeV et non pas par 500 keV comme cela a été supposé dans le calcul. Enfin la fonction d'onde du neutron dans l'état 1d doit être calculée dans le potentiel déformé du cœur de ^{10}Be et pas dans un potentiel sphérique comme cela a été fait dans cette analyse. De plus, un fond de neutrons venant de la cible doit également être soustrait pour pouvoir extraire des informations plus quantitatives et pour pouvoir déduire, éventuellement, les facteurs spectroscopiques des états constituant le fondamental du ^{11}Be . Enfin le spectre droit de la figure 6.6 est en coïncidence avec un gamma d'énergie comprise entre 1 et 4 MeV, qui inclut donc les photons gamma de la décroissance des états 2^- et 1^- du cœur. De plus, ces états décroissent vers l'état 2^+ et sont donc en coïncidence avec une émission gamma de 3.37 MeV. La déconvolution de ces différentes contributions doit également être faite pour séparer les événements pour lesquels la fonction d'onde initiale du neutron était un état 1d. Cette analyse qui se poursuit, ainsi que les résultats expérimentaux présentés sont le travail de thèse de Victor Lima que j'encadre. Des résultats plus définitifs seront présentés dans sa thèse à venir [lim04].

6.6 Conclusion

L'étude de la cassure du ^{11}Be a été réalisée en mesurant en coïncidence le noyau fils de ^{10}Be , le neutron et les photons gammas. Elle a démontré la validité de la description du break-up dans le cadre du calcul TDSE précédemment présenté et permettra prochainement d'extraire des facteurs spectroscopiques en couplant les données expérimentales à ces calculs. Cette méthode, complémentaire des études de transfert et de break-up coulombien à des énergies relativistes, pourra s'appliquer à l'étude des noyaux exotiques. Le mécanisme de towing mode peut nous apprendre également bien d'autres choses dans le domaine de la structure nucléaire comme nous allons le voir dans le chapitre suivant.





7. Application à l'étude des noyaux exotiques

7.1 Corrélations des neutrons dans les noyaux borroméens

Comme il a été précisé dans le chapitre précédent, la distribution angulaire des particules émises lors du mécanisme de towing mode peut nous renseigner sur le moment angulaire initial de la particule dans le potentiel du noyau fils. Mais l'outil spectroscopique que peut devenir ce mécanisme ne s'arrête pas là. En effet, la cassure d'un noyau exotique borroméen peut être très dépendante de la corrélation initiale entre les nucléons avant cassure. Le cas des noyaux exotiques tels que le ^{11}Li ou le ^{14}Be est très intéressant car ils possèdent un halo constitué de deux neutrons situés loin du cœur et tous les sous-état à deux corps, le ^{10}Li et le ^{13}Be ne sont pas liés. Une des questions d'intérêt est de connaître la corrélation entre ces deux nucléons, c'est à dire leur distance relative. Orbitent-ils proches l'un de l'autre ou au contraire de part et d'autre du cœur du noyau de ^9Li et de ^{12}Be ? Le towing mode peut nous répondre très précisément sur ce point. Dans le cas où les deux neutrons sont proches l'un de l'autre il sera possible d'observer une émission des deux neutrons simultanés par le mécanisme de towing mode. Deux neutrons émis à grand angle pourront alors être mesurés. Dans le cas contraire, lorsque l'un des nucléons passera près du noyau perturbateur et pourra être émis à grand angle l'autre sera situé de l'autre côté du cœur et passera loin de la cible. Il sera alors émis à très petit angle, proche de la vitesse du noyau résiduel, car le noyau A-1 n'est pas lié. Dans ce cas, nous ne mesurerons jamais deux nucléons émis à grand angle en même temps. Ces deux cas sont illustrés dans la figure 7.1. Cette étude sur la corrélation des neutrons du halo a été précédemment abordée en mesurant la cassure coulombienne [mar01, mar02]. Les coïncidences triples entre les deux neutrons émis aux petits angles et le ^9Li ont été mesurées. Cependant, quelque soit la configuration spatiale entre les deux neutrons, une grande fraction de la cassure donne lieu à des neutrons émis aux petits angles. Il faut alors soustraire la contribution d'une cassure où les neutrons ne seraient pas spatialement corrélés pour déduire la contribution de la corrélation et une distance relative entre les neutrons. C'est ce qui a été fait par Marquès et al. [mar02] qui obtient une distance de 5.6 ± 1 fm entre les deux neutrons du halo du ^{14}Be .

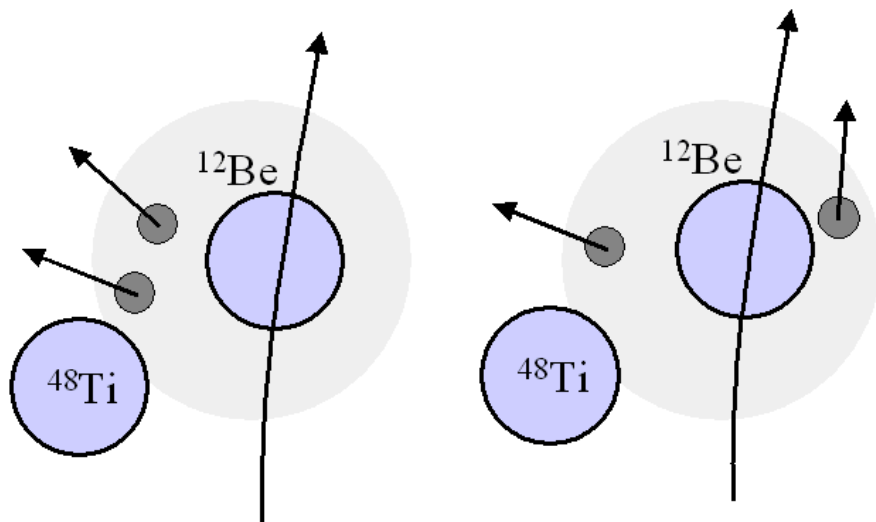


Fig.7.1 : Gauche : deux neutrons proches l'un de l'autre peuvent être diffractés à grand angle. Droite : les deux nucléons situés de part et d'autre ne pourront jamais être émis ensemble aux grands angles. Si l'un ressent le potentiel nucléaire de la cible l'autre passera forcément loin de celle-ci et n'en subira que le potentiel Coulombien.



Un avantage de la méthode que nous proposons est que la fraction des événements où les deux neutrons sont mesurés aux grands angles devrait nous permettre de déterminer cette distance relative sans besoin de soustraire des événements non corrélés.

La résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps, présentée précédemment, a été modifiée pour étudier l'évolution d'une fonction d'onde à deux particules ayant entre elles un potentiel de corrélation. Ces calculs ont été effectués par Denis Lacroix dans un espace à une dimension et la fonction de corrélation entre les moments des deux nucléons est présentée sur la figure 7.2 pour différent temps de la réaction. A gauche, dans le cas où les deux nucléons sont spatialement proches, et à droite lorsqu'ils sont éloignés l'un de l'autre. La corrélation est radicalement différente dans les deux cas et montre qu'une mesure des impulsions des deux nucléons peut nous renseigner sur les corrélations à l'intérieur du noyau. Une proposition d'expérience a été déposée à l'accélérateur de l'université de Michigan (MSU-NSCL) et a reçu les encouragements du comité. Elle sera à nouveau proposée lorsque les équipements nécessaires pour faire l'expérience seront disponibles. Il s'agit en effet du détecteur de neutrons MoNA et du «sweeper magnet», actuellement en construction. Ils permettront de couvrir un grand angle solide pour la détection des neutrons et de dévier le faisceau incident pour permettre la détection des noyaux résiduels d'intérêts.

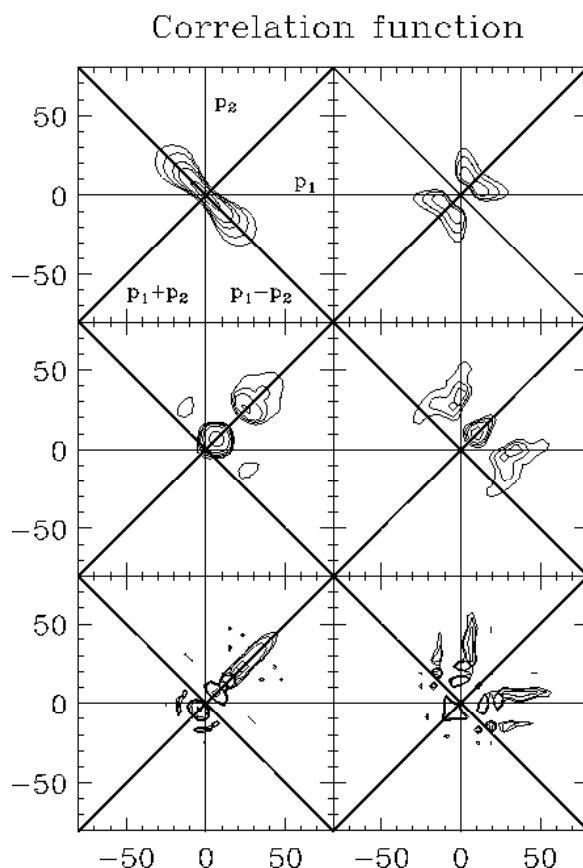
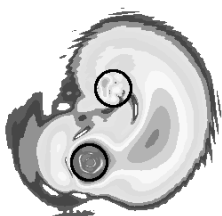


Fig.7.2: Corrélation en moment ($C_{12}(p_1, p_2)$) entre les deux nucléons au temps de départ (haut: $t = 0$ fm/c), intermédiaire (milieu : $t = 500$ fm/c) et final (bas : $t = 1500$ fm/c) pour le cas où les deux neutrons sont proches dans l'espace (gauche) et de part et d'autre du cœur (droite). Dans le premier cas les particules sont émises ensemble et C_{12} est distribué le long de l'axe p_1+p_2 . Dans le cas où les deux neutrons sont anticorrélés dans l'espace les moments finaux sont également anticorrélés : C_{12} est le long des axes p_1 et p_2 .



7.2 L'étude des clusters dans le noyau

Jusqu'à présent nous avons observé le towing mode de particule simple, telles que le neutron ou le proton. Cependant une autre application du mécanisme de towing mode peut être de mettre en évidence la présence de cluster dans les noyaux. Lors de l'expérience de diffusion inélastique ^{40}Ca (^{40}Ca , $^{40}\text{Ca} + \text{plc}$), où les particules légères chargées (plc) ont été détectées en coïncidence avec l'éjectile, il a été mis en évidence l'émission de particules alpha avec une distribution angulaire caractéristique du towing mode. La figure 7.3 présente la distribution angulaire des particules alpha détectées du même côté du faisceau que l'éjectile, pour une énergie d'excitation comprise entre 20 et 50 MeV. Nous avons également sélectionné les événements pour lesquels le noyau final, ^{36}Ar , était alimenté dans ses premiers états excités en dessous de 8 MeV. Dans ces conditions, c'est le mécanisme de towing mode qui domine sur la décroissance statistique et nous voyons que la distribution angulaire est centrée autour de 70 degrés dans le repère du laboratoire pour une section efficace totale de 0.24 ± 0.01 mb. Un calcul TDSE a également été effectué et reproduit la forme générale de la distribution. Cependant, la section efficace prédite est très différente. Cette émission n'est possible que si la particule remorquée pré-existait dans le noyau, ce qui nous laisse penser que le ^{40}Ca serait constitué en partie de particules alpha.

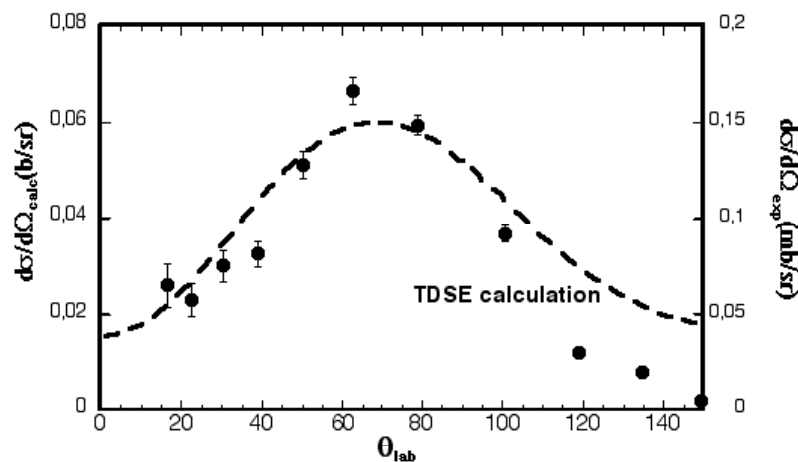
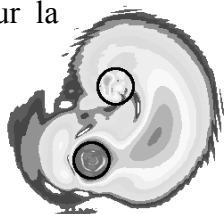


Fig. 7.3 : Distribution angulaire des particules alpha émises par le ^{40}Ca cible dans la réaction $^{40}\text{Ca} (^{40}\text{Ca}, ^{36}\text{Ar} + \alpha)$ pour une énergie d'excitation comprise entre 20 et 50 MeV. Les points sont les données expérimentales associées à l'échelle de droite et le spectre en traits tiretés est le calcul TDSE associé à l'échelle de gauche.

Les clusters dans les noyaux ont été prédit par plusieurs modèles tels que AMD (Anti-symmetrized Molecular Dynamics) [kan95, ono98], orbites moléculaires [ita00], modèle en couche à deux centres (TCSM), méthode des coordonnées génératrices [des00], et des résultats expérimentaux ont montré une forte dépendance des configurations quasi-moléculaires avec le rapport N/Z [oer01, fre01]. Ils devraient pouvoir être mis en évidence à travers les canaux de décroissance pour les états excités ou dans les réactions de transfert ou encore les réactions de break-up telles que le towing mode.

Récemment, la décroissance du ^{16}C en $^{12}\text{Be} + ^4\text{He}$ et $^{10}\text{Be} + ^6\text{He}$ a été étudiée par la collaboration CHARISSA et DéMoN au GANIL. La structure du ^{16}C recherchée était $\alpha + 2n + \alpha + 2n + \alpha$, mais aucune évidence de cette chaîne moléculaire n'a pu être établi [fre01]. Une étude systématique des chaînes dans les atomes de carbones riches en neutron apporterait des informations complémentaires sur les systèmes légers. En particulier, si la clusterisation varie fortement d'un isotope à l'autre, nous nous attendons à une forte influence sur la



dynamique du break-up, et notamment à voir apparaître le towing de ces clusters présents dans le noyau. Des expériences visant à l'étude de cette évolution pourraient être envisagées notamment sur les isotopes du carbone et seront prochainement proposées.

7.3 Conclusion

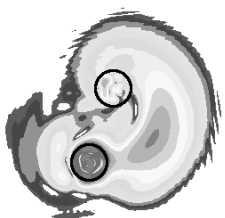
La compréhension des mécanismes de réaction semble primordiale pour l'étude des collisions nucléaire et donc l'étude de la structure nucléaire. Nous avons montré dans ce travail sur la diffusion inélastique d'ions lourds qu'un mécanisme de réaction baptisé towing mode était responsable de l'émission de particules que l'on peut nommer de prééquilibre dans le tout début de la collision. Ce mécanisme a été parfaitement reproduit par un calcul semi-classique de résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps appliquée à une fonction d'onde à une particule réfractée dans un potentiel nucléaire de type champ moyen. Cette émission ressemble d'une certaine manière à l'émission au col décrite dans le cadre des collisions plus centrales mesurées dans les campagnes effectuées avec le détecteur INDRA [luk03]. Notre expérience couplant le détecteur INDRA avec le spectromètre SPEG permettra d'étudier, outre la voie inélastique ayant fait l'objet du travail présenté dans ce manuscrit, toutes les voies dans lesquelles l'éjectile détecté a perdu un ou plusieurs nucléons. Cette expérience a l'avantage sur les expériences utilisant le détecteur INDRA seul d'avoir une excellente résolution angulaire et en énergie cinétique du fragment lourd du quasi-projectile détecté dans SPEG.

Appliqué aux réactions sur une cible de ^{90}Zr le calcul TDSE prédit la formation de structures dans le spectre inélastique inclusif lorsque le neutron arraché à initialement un grand moment angulaire. Certaines de ces structures avaient été observées expérimentalement dans les années 90 et une grande polémique était alors née sur leur nature.

Ce calcul a ensuite été appliqué avec succès au break-up du noyau à halo de ^{11}Be . Une étude approfondie de cette cassure a été menée pour montrer la possibilité d'extraire des informations microscopiques sur les facteurs spectroscopiques des états formant le fondamental du ^{11}Be en couplant mesures expérimentales et calcul TDSE.

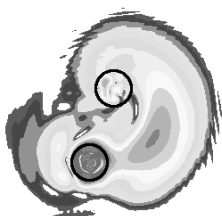
Etendu à l'émission de neutrons corrélés, ce calcul montre qu'il serait possible de tirer des informations sur cette corrélation en mesurant en coïncidence les deux neutrons du break-up. Enfin, il est suggéré que l'on pourrait également utiliser ce mécanisme d'émission, le towing mode, pour étudier la clusterisation dans le noyau atomique.

Pour terminer, un potentiel à cœur dur de type potentiel Paris a été utilisé dans le calcul TDSE et a montré une émission de proton tout à fait semblable aux observations de knock-out dans les collisions d'ions lourds mesurées. Une étude approfondie du calcul avec une comparaison aux données expérimentales sera prochainement menée.



8. Les protons de basse énergie. Autre mécanisme !

Enfin, lors de l'étude de la décroissance par protons du ^{40}Ca et du ^{58}Ni nous avons observé une abondance surprenante de protons d'énergie cinétique autour de 2 MeV, bien inférieure à la barrière Coulombienne prédite autour de 5 MeV pour ces noyaux. Cette nouvelle composante de basse énergie pourrait être dû soit à un effet dynamique inhérent aux collisions périphériques d'ions lourds, soit à une émission particulière d'un noyau excité n'ayant pas été observée jusqu'ici. Nous avons pu étudier en partie cette deuxième possibilité en effectuant deux expériences au Tandem d'Orsay. Les réactions de fusion $^{28}\text{Si} (^{12}\text{C}, p + \gamma) X$ et $^{58}\text{Ni} (\alpha, p + \gamma) X$ permettaient d'accéder aux noyaux composés de ^{40}Ca et de ^{62}Fe respectivement à des énergies d'excitation de l'ordre de 30 MeV. Les spectres de décroissance par protons obtenus sont totalement en accord avec les prédictions de décroissance statistique de noyaux composés, infirmant l'hypothèse d'une décroissance particulière du noyau composé, et renforçant l'idée d'un effet dynamique permettant l'émission de protons de basse énergie dans les réactions étudiées au GANIL. Cependant, des nouveaux calculs élaborés par C. Simenel montrent que lors de l'excitation de la résonance géante dipolaire, il existe une contribution de neutron pouvant se transformer en proton lors de l'émission. Ces nouveaux calculs pourront prédire quelle quantité de cette décroissance est attendue et si elle est compatible avec les observations expérimentales. La quête des mécanismes de réaction dans les collisions aussi simples que celles contenues dans la voie inélastique n'est peut être pas encore terminée !





9. Conclusions

La diffusion inélastique a été étudiée aux énergies GANIL. Elle a permis, dans un premier temps, de signer, grâce aux coïncidences avec les particules émises, la présence du double phonon bâti sur la résonance géante quadrupolaire dans les noyaux de $^{40,48}\text{Ca}$, $^{58,62}\text{Ni}$, $^{90,94}\text{Zr}$. Le couplage du spectromètre SPEG avec 240 CsI du détecteur INDRA a permis l'observation de la décroissance du troisième phonon dans le ^{40}Ca à travers sa décroissance spécifique par émission de protons. Des indications de la présence du quatrième phonon ont également été obtenues.

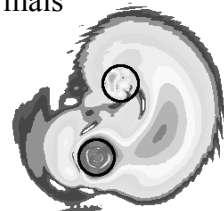
Il est à noter que la méthode de la décroissance directe qui a été présentée est un moyen unique d'observation des multiphonons au-delà de deux. Toutes les autres expériences comme l'excitation coulombienne aux énergies relativistes ne permettent pas, faute de statistique, d'observer le troisième phonon construit sur la résonance géante dipolaire. Notre expérience avec le détecteur INDRA couplé avec le spectromètre SPEG a été une étape importante dans notre recherche des états multiphonons. Toutes les conditions étaient réunies pour une observation optimale. Cependant, la connaissance de la forme et du mode de décroissance des GQR dans les noyaux intermédiaires, ^{39}K et ^{38}Ar , permettrait d'affiner notre description de la décroissance du troisième phonon du ^{40}Ca . Une autre évolution de notre compréhension de ces excitations pourra venir des calculs théoriques. Les sections efficaces d'excitation du troisième et du quatrième phonon doivent être calculées pour comparer avec les données expérimentales qui prédisent de la force dans ces régions en énergie d'excitation et qui nous ont permis d'observer la décroissance directe de ces états. Les calculs se poursuivent actuellement avec la collaboration pour extraire les sections efficaces d'excitation et permettre une comparaison avec nos données expérimentales.

L'étude de la décroissance de ces excitations par émission de particules a également permis de mesurer tous les mécanismes de réaction présents dans cette voie inélastique. Notamment, nous avons pu caractériser une composante du break-up nucléaire que nous avons baptisé towing mode. Ce mécanisme, que nous avons mis en lumière pour la première fois dans nos expériences, semble responsable de beaucoup de phénomènes. L'équation de Schrödinger dépendante du temps a été résolue pour une fonction d'onde d'un nucléon. Ce calcul reproduit parfaitement les observations faites au cours des expériences de diffusion inélastique mais également les mesures de break-up du noyau à halo de ^{11}Be sur trois ordres de grandeur permettant ainsi de mieux comprendre la dynamique de la cassure. La section efficace du mécanisme de towing mode est comparable en valeur absolue à celle du pick-up break-up dans la voie inélastique et, dans certaines circonstances, donne lieu à des structures dans le spectre d'énergie cinétique des neutrons, identiques à certaines structures observées expérimentalement dans le spectre d'excitation inclusif du ^{90}Zr .

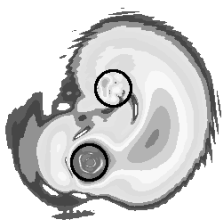
L'observation de particules alpha émises par le towing mode dans la réaction ^{40}Ca (^{40}Ca , $^{40}\text{Ca} + \alpha$) nous permet de penser que ce mécanisme pourrait être utilisé pour l'étude de la clusterisation dans les noyaux.

Enfin, ce mécanisme a permis d'extraire des informations spectroscopiques sur le neutron du halo du ^{11}Be et pourra dans un futur proche nous apporter d'autres informations quant à la corrélation entre les neutrons du halo des noyaux borroméens tels que le ^{11}Li .

L'ensemble de ces études nous a permis de comprendre l'importance de la connaissance des mécanismes dans les réactions nucléaires. Il est indispensable de bien comprendre leur rôle pour entreprendre une étude fiable de la structure nucléaire du noyau atomique. A travers la compréhension de ces mécanismes on peut donc mieux appréhender la matière nucléaire mais



également extraire des informations sur la structure nucléaire en se servant des caractéristiques des émissions de particules et espérer en apprendre toujours plus des collisions entre noyaux.



Références :

- [and02] M.V. Andres et al., Physical Review C 65, (2002) 014608.
- [ann94] R. Anne et al. Nucl.Phys. A575, (1994) 125.
- [aum95] T. Aumann et al., Z. Phys. A352, (1995) 163.
- [aum00] T. Aumann et al., Phys Rev Lett 84 (2000) 35-38.
- [bal47] G.C. Baldwin et G. Klaiber, Phys. Rev., 71 (1947) 3.
- [bea88] D. Beaumel, Thèse de l'université de Paris XI, 1988, IPNO-T-89.04.
- [bia89] L. Bianchi et al., Nucl. Inst. Meth. A276 (1989) 509.
- [blu87] Y. Blumenfeld, Thèse d'état de l'université de Paris XI, 1987, IPNO-87.07.
- [bor02] B. Borderie, Journal of Physics G, Nuclear Particle Physics 28 (2002) R217.
- [bor03] K. Boretzky et al., Phys. Rev. C 68 (2003) 024317.
- [bor97] P. F. Bortignon and C. H. Dasso, Phys. Rev. C56 (1997) 574.
- [bot37] W. Bothe et W. Gentner, Z. für Physik (1937) 106.
- [cho95] Ph. Chomaz and N. Frascaria, Phys. Rep. 252 (1995) 275.
- [des00] P. Descouvemont, Nucl.Phys.A 675 (2000) 559.
- [fal02-1] M. Fallot, Thèse de l'université Paris VI, 2002, IPNO-T-02-05.
- [fal02-2] M. Fallot et al., Nucl. Phys. A 700 (2002) 70.
- [fal03-1] M. Fallot et al., International Winter Meeting of Nuclear Physics, Bormio, (2003).
- [fal03-2] M. Fallot et al., Nucl.Phys. A729 (2003) 699.
- [for87] S. Fortier et al., Phys.Rev. C36 (1987) 1830.
- [for99] S. Fortier et al., Phys.Lett. B 461(1999) 22.
- [fra77] N. Frascaria et al., Phys. Rev. Lett. (1977).
- [fra80] N. Frascaria et al., Z. Für Physik A294 (1980) 167.
- [fre01] M. Freer, Nucl. Phys. A 685 (2001) 14c.
- [gom80] J. Gomez del Campo and R.G.Stokstad, Internal Report No. ORNL TM7295.
- [gre97] S. Grevy, Thèse de l'université Paris XI, 1997, IPNO-97-24.
- [han01] P.G. Hansen et B.M. Sherill, Nucl. Phys. A693 (2001) 133.
- [har01] M.N. Harakeh et A. van der Woude. Giant resonances. 2001.
- [hau52] W. Hauser et H. Feshbach, Phys. Rev., 87 (1952) 366.
- [ita00] N. Itakagi and S. Okabe, Phys. Rev. C61 (2000) 044306.
- [kan95] Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi, Phys. Rev. C52 (1995) 647.
- [kob89] T. Kobayashi et al., Phys. Lett. B232 (1989) 51.
- [lac99] D. Lacroix, J.A. Scarpaci et al, Nucl. Phys. A658 (1999) p273.
- [lan98] E.G. Lanza et al., Nucl. Phys. A636 (1998) 452.
- [lan99] E.G. Lanza et al., Nucl. Phys., A654 (1999) 792c.
- [lan01] E.G. Lanza et al., Nucl. Phys., A687 (2001) 162c.
- [lau93] H. Laurent et al., Nucl. Instrum. Methods A 326 (1993) p517.
- [lau95] H. Laurent et al., Nouvelles du Ganil, janvier 1995.
- [lig93] R. Liguori Neto et al., Nucl. Phys. A560 (1993) 733.
- [lim04] V. Lima, Thèse de l'université Paris XI, 2004, à publier.
- [llo90] W. J. Llope and P. Braun-Munzinger, Phys. Rev. C41, (1990) 2644.
- [luk03] J. Lukasik Phys.Lett. B566 (2003) 76
- [mar01] F.M. Marqués et al., Phys. Lett. B476 (2000) 219.
- [mar02] F.M. Marqués et al., Phys.Rev. C64 (2001) 061301.
- [mor88] S. Mordechai et al., Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 408 ; Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 531; Nucl. Phys. A599 (1996) 159c.
- [oer01] W. von Oertzen, Debrecen May 2000 and W. von Oertzen, Eur. Phys. J. A. 11(2001) 403.
- [ono98] A. Ono et al., Nucl. Phys. A630 (1998) 148c.

- [pal03] R. Palit et al., Phys. Rev. C 68 (2003) 034318.
- [pas97] V.Pascalon, Thèse de l'université Paris XI, 1997, IPNO-T-97-01.
- [pau01] D. T. de Paula, T. Aumann, L. F. Canto, B. V. Carlson, H.Emling and M.S.Hussein, Phys.Rev.C64, 064605 (2001).
- [pon96] V.Y. Ponomarev, P.F. Bortignon, R.A. Broglia et V.V. Voronov, Z. Phys. A356 (1996) 251.
- [pon97] V.Y. Ponomarev, C.A. Bertulani, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 3853.
- [puh77] F. Puhlhofer et al., Nucl. Phys. A280 (1977) 267.
- [ray81] J. Raynal, Phys. Rev. C 23 (1981) 2571.
- [rit93] J. Ritman et al., Phys. Rev. Lett. 70, (1993) 533.
- [sca90] J.A. Scarpaci, Thèse de l'université Paris XI, 1990, IPNO
- [sca91] J.A. Scarpaci et al., Phys. Lett. B 258 (1991) 279
- [sca93] J.A. Scarpaci et al., Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 3766.
- [sca97] J.A. Scarpaci et al., Phys. Rev. C 56 (1997) 3187.
- [sca98] J.A. Scarpaci et al., Phys. Lett. B 428 (1998) 241.
- [sca99] J.A. Scarpaci, Nuclear Physics A 649 (1999) 225c.
- [sca03] J.A. Scarpaci, COMEX conference, Paris, France, 2003.
- [sch93] R. Schmidt et al., Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 1767.
- [vol95] C. Volpe et al., Nucl. Phys. A589, (1995) 521.
- [win01] J.S. Winfield et al., Nucl. Phys. A683 (2001) 48.
- [zwi79] B. Zwieglinski et al., Nucl. Phys. A315 (1979) 124.